
XXVI
ВСЕСОЮЗНОЕ
СОВЕЩАНИЕ
ПО ФИЗИКЕ
НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУР
1990
1
0,9
0,8
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,6
тезисы
докладов
1
секция
сверхпроводимость
ДОНЕЦК

НАУЧНЫЙ СОВЕТ АН СССР
ПО ПРОБЛЕМЕ "ФИЗИКА НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР"
ДОНЕЦКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

XXVI ВСЕСОЮЗНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ФИЗИКЕ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Тезисы докладов

Донецк 19-21 июня

Секция: Сверхпроводимость

Донецк 1990

УДК 538.945

Тезисы докладов, представленных на XXVI Всесоюзное совещание по физике низких температур (Донецк, 19-21 июня 1990 г.), охватывают тематику трех секций:

- сверхпроводимость (С);
- квантовые жидкости и кристаллы (К), низкотемпературная физика твердого тела (Н);
- электронные явления при низких температурах (Э).

Тезисы отпечатаны методом прямого репродуцирования рукописей, представленных авторами. Авторские тексты не корректировались.

CI ОПИСАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧЕЧНОГО КОНТАКТА ДЖОЗЕФСОНА НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ МОСТИКА МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Х.А.Ариитдинов. (г. Горький)

На основе предложенной в работе /I/ модели микромостика с нормальным спектром электронов в центре мостика проведён расчёт вольт-амперной характеристики точечного контакта. Размеры мостика меньше длины когерентности сверхпроводника ξ и длины свободного пробега электронов l. Выделено три типа зависимостей тока через контакт $IR_N - V$ от напряжения V и температуры T, а именно: в интервале напряжений до удвоенной энергетической щели $eV \leq 2\Delta_0$, до напряжения теплового разогрева и выше. Зависимость в интервале до напряжения теплового разогрева объясняется увеличением сопротивления мостика в сверхпроводящем состоянии из-за расширения нормальной области в центре мостика при увеличении тока. В начальном интервале напряжений $eV \leq 2\Delta_0$ в $IR_N - V$ дополнительно к омической составляющей даёт вклад постоянный "избыточный" ток, величина которого пропорциональна диаметру мостика d, а зависимость от температуры близка к зависимости критического тока от T.

Измерения /2/ проводились с прижимными регулируемыми и нерегулируемыми точечными контактами на проволочках $Nb-Nb$ с отношением проводимости $\rho^{(300)}/\rho^{(11)}=30-60$, диаметром 100-150 мкм. Вольт-амперная характеристика микромостика в режиме заданного тока имеет вид: $I(\bar{V})=[I_s^2(\bar{V})+(\bar{V}/R_s)^2]^{1/2}+I_u(\bar{V})$, где $\bar{V}$ -постоянная составляющая напряжения. Составляющая тока $I_u(\bar{V})$ связана (нелокальная связь) с изменением фазы параметра порядка в сверхпроводящих берегах, которым нельзя пренебречь (как в /3/) из-за большой плотности тока в металлическом мостике:

$$I_u(V) = \frac{2\langle \varphi_1 - \varphi_2 \rangle}{eR_s\Delta_0^2} \int_{-\Delta_0}^{\Delta_0} 2\omega\sqrt{\Delta_0^2-\omega^2} \cdot th\, \frac{\omega + eV/2}{2KT}\, d\omega ,$$

где возбуждения с энергией $|\omega| < \Delta_0$ переносят электрический ток через $S-N$ границу в процессе андреевского отражения,

$$\langle \varphi_1 - \varphi_2 \rangle = \frac{i}{2\Delta_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} (\Delta \frac{\partial}{\partial \vec{z}} \Delta^* - \Delta^* \frac{\partial}{\partial \vec{z}} \Delta)\, d\vec{z} \simeq 2d\, \frac{kT_c}{\hbar v_F} (3.5 \div 2.76)$$

Зависимость $I_s(T)$ при $V \to 0$ близка к экспериментальной. На рис.I приведена зависимость $I_u(V)$ при различных T. Экспериментальные вольт-амперные характеристики, записанные в координатах $IR_N - V$ от V для различных температур, приведены на рис. 2. К контакту

приложено магнитное поле такой величины, при которой $I(\bar{V})$ имеет минимальное значение /4/ . При этом из-за множества мостиков в контакте, отделённых друг от друга пустотами, магнитное поле проникает в пустоты и изменяет направление джозефсоновской составляющей тока. В силу синусоидального характера фазовой зависимости этой составляющей, вольт-амперная характеристика будет иметь вид $I(\bar{V}) \simeq \bar{V}/R_S + I_u(\bar{V})$. Полученные из сравнения этой зависимости с кривыми рис.2 экспериментальные значения нанесены точками на рис. I. Линейная при малых V IR_N-V переходит при $I>2I_c$ в параболическую кривую.

При высоких напряжениях необходимо учесть омический разогрев мостика током. Температура в центре мостика ($d<\ell$) характеризует неравновесное распределение электронов по энергиям при условии $eV \ll \mathcal{E}_F$. Понятие перепада температуры в области меньше ℓ при потоке тепла вводится с тем же основанием, что и падение потенциала для электрического тока. При $T=T_c$ в центре мостика зависимость IR_N-V гиперболически приближается к оси V.

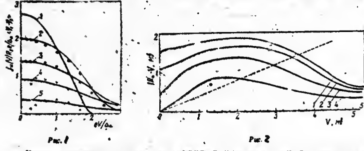


Рис. 1 Рис. 2

Используемая модель, выделяющая критический параметр микромостика d/ℓ , эффективна при объяснении характеристик точечного контакта Джозефсона, установления пределов его работы и имеет практическое значение при разработке контактов с заранее заданными свойствами.

I. Ахмитдинов Х.А., Боровицкий С.И., Малиновский Л.Л.// ЖЭТФ -1979.-76, вып.4.- С.1342-1350.

2. Ахмитдинов Х.А., Малиновский Л.Л.//ЖНТ.-1986.-12,С.10-16.

3. Асламазов Л.Г. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.// ЖЭТФ.-1968.-55, вып.2.- С.324-328.

4. Кулик И.О., Янсон И.К. В кн.: Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. "Наука", М., 1970, стр. 122.

C2 МИКРОКОНТАКТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛЕНОК $SmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: ЩЕЛЕВАЯ ГАРМОНИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

А.И.Акименко, Н.М.Пономаренко, В.А.Гудименко, И.К.Янсон
(Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)
П.Самуэли
(Институт экспериментальной физики Словацкой АН, Кошице)
П.Куш
(Университе Каминского, Братислава)

В данной работе показано, что на микроконтактных (МК) спектрах (зависимостях dV/dI(V)) N-S контактов с ВТСП возможно наблюдение значительного числа гармоник нескольких щелей.

Известно, что с увеличением температуры щель в спектре квазичастичных возбуждений уменьшается. На рис. 1 видно, что первый щелевой минимум, расположенный при V=±16÷16,5 мВ и обозначенный стрелками с буквами A^- и A^+, с увеличением температуры несколько сдвигается в сторону меньших энергий. Если последующие минимумы являются гармонической щелевой структурой, то они должны сдвигаться на величину в n раз превышающую сдвижку первого минимума (где n - номер гармоники). Такое поведение наиболее чётко наблюдается для четвертой гармоники $4A^-$.

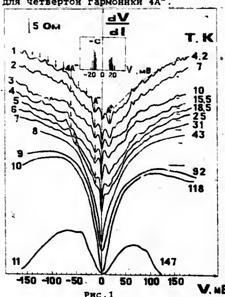


Рис.1

Отметим, что предположение о наличии одной щели и ее гармоник (показаны стрелками на рис.1) не описывает всю наблюдаемую структуру зависимости dV/dI(V), а также характер изменения её с увеличением температуры. С целью получения информации о гармоническом составе наших кривых мы воспользовались фурье-анализом.

На вставке рис.2 показаны коэффициенты фурье C(V), определяющие в разложении dV/dI(V) распределение амплитуд гармонических колебаний (в нашем случае косинусоид) в зависимости от их

периода. Кривые C(V), как видно, имеют несколько глубоких минимумов. Следовательно, структура dV/dI(V) определяется несколькими косинусоидами. Правильность проведенного анализа подтверждает весьма хорошее соответствие между экспериментальной зависимостью dV/dI(V) и кривой, получаемой при сложении косинусоид с периодами 13,2; 14,6;16,7; 17,8; 20,9 и 23,7 мВ, которые задают величины щелей. Энергии щелей подобным образом зависят от температуры и, как видно, эти зависимости не соответствуют теории БКШ.

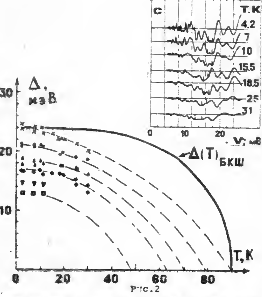


Рис.2

Обнаруженный нами набор щелей, по-видимому, связан с наличием в области микроконтакта кластеров $SmBa_2Cu_3O_x$, отличающихся различным содержанием кислорода. Известно, что с изменением величины x от ~6,3 до ~7, T_c таких ВТСП изменяется от 30÷50 К до ~90 К [1]. Предположим, что максимальная энергия щели, равная, как показали МК спектры (рис.1), 24 мэВ, соответствует кластеру с T_c = 90 К. Тогда $2\Delta/kT_c = 6,2$. Если $2\Delta/kT_c$ = const при различных значениях x, то наименьшей щели ~13 мэВ соответствует $T_c \approx 50$ К, что не выходит за пределы ожидаемых в этой модели значений T_c.

Таким образом, фурье-анализ экспериментальных зависимостей dV/dI(V) показал, что в зоне контакта мы имеем дело с ВТСП, который, как правило, характеризуется набором щелей с энергиями от ~10 до ~30 мэВ.

1. Александров И.В., Володин А.П., Макаренко И.Н. и др.// Письма в ЖЭТФ. - 1989. - 49, вып.5. - с. 287-289.

С3 ВЛИЯНИЕ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ КОМПАКТИРОВАНИЯ НА СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ СОСТАВА $У_IBa_CCu_3O_{6.86}$

А.И.Акимов, В.Б.Бойко, А.Л.Карпей, М.Н.Мурая, Л.П.Получанкина, В.И.Реентович, Е.К.Стрибук

(Институт физики твердого тела и полупроводников АН БССР, г.Минск)

В настоящей работе приводятся результаты исследования процессов, происходящих при уплотнении ВТСП-керамики на основе иттрия при воздействии высоких давлений. Для исследования был выбран порошок орторомбической модификации со средним размером зерна 5 мкм состава $У_IBa_2Cu_3O_{6.86}$, содержащий до IO% тетрагональной фазы $У_IBa_2Cu_3O_{6.48}$. Для компактирования использовались аппараты высокого давления, позволяющие получать давления до 80 кбар в рабочем пространстве Ø 8 мм и высотой 6 мм. Плотность спрессованных образцов определялась методом гидростатического взвешивания в четыреххлористом углероде.

На рис. I приведена полученная зависимость плотности от давления компактирования с учетом открытой пористости. Как видно максимальное изменение плотности наблюдается при давлениях до IO кбар. Существенной особенностью полученной зависимости является наличие "ступеньки" на кривой в области ~ 25 кбар. При дальнейшем увеличении давления плотность остается практически постоянной и составляет 83,5% от теоретической. Для объяснения такого хода полученной зависимости был проведен анализ профилей рентгеновских дифракционных линий с использованием метода наименьших квадратов для определения параметров кристаллической решетки и программы оценки величин субструктурных характеристик методом моментов.

Установлено, что с увеличением давления прессования в интервале I...IO кбар происходит увеличение параметра "с" решетки. Следовательно, согласно эмпирической формуле $(7 - \delta) = - 5.455 \cdot C + 70.512$ в этом интервале давлений содержание кислорода (δ) в образце уменьшается от 6.86 до 6.80.

При дальнейшем увеличении давления прессования до 30 кбар содержание кислорода понижалось до 6.70.

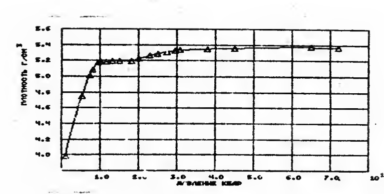


Таблица I

Давление, кбар	2Θ, CuKβ 200	a, Å	2Θ, CuKβ 020	в, Å	2Θ, CuKβ 006	c, Å	V, Å³
0	41.94	3.890	42.65	3.828	41.94	II.67	I73.78
I0	42.05	3.880	42.70	3.824	41.90	II.68	I73.50
30	42.05	3.880	42.70	3.824	41.81	II.70	I73.59

Оценка величин микродеформаций $\langle \varepsilon^2 \rangle \cdot 10^3$, размеров ОКР(Д) и плотности дислокаций $N_D = \frac{3}{D^2}$, показала, что с увеличением давления прессования от I0 до 72 кбар наблюдается как процесс нарастания микронапряжений в зернах, так и увеличение плотности дислокаций на два порядка.

Таблица 2

Давление, кбар	$\langle \varepsilon^2 \rangle \cdot 10^3$	N_D, см$^{-2}$
0	I.20	
I0	I.60	I0^8
72	2.50	I0^{10}

Таким образом при компактировании таблеток с применением давлений в интервале (I – 30 кбар) наблюдается уход кислорода из кристаллической решетки $Y_1Ba_2Cu_3O_y$, что проявляется в увеличении параметра c элементарной ячейки и наличии "ступеньки" на кривой зависимости плотности от давления.

С4 ВРЕМЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ КВАЗИЧАСТИЦ В ПЛЕНКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 1,5 - 40 К

Э. Е. Аксаев, Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Б. С. Карасик, А. Д. Семенов
А. В. Сергеев (Московский государственный педагогический институт)

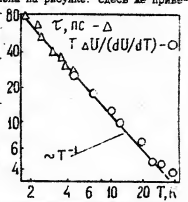
Изучение рассеяния носителей заряда занимает важное место в исследованиях физики высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Однако данные по температурнозависящей части сопротивления, теплопроводности, термоэдс, локализационным поправкам к проводимости допускают многочисленные интерпретации, связанные с различными механизмами неупругого рассеяния электронов, учетом транспортности и процессов переброса. В этой связи представляет интерес изучение скорости остывания электронной подсистемы относительно фононов, обусловленной только электрон-фононным взаимодействием.

Этот метод ранее использовался для определения времени электрон-фононного взаимодействия τ_{eph} в традиционных сверхпроводниках [1], где он дает самосогласованные результаты, совпадающие с данными, получаемыми другими методами. Было показано также, что для пленок YBaCuO время релаксации сопротивления τ, определяемое в условиях слабой неравновесности, созданной электромагнитным излучением, оказывается приблизительно на порядок короче, чем в традиционных сверхпроводниках [2].

Температурная зависимость τ исследовалась в пленках состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ толщиной 0,1 - 1 мкм, полученных лазерным испарением на подложках из BaF_2 и MgO с буферным слоем ZrO_2. Сверхпроводящий переход с началом около 90 К имел ширину меньше 10 К. Образцы представляли собой полоски размером 0,5 х 4 мм. Образец включался в схему смещения с фиксированным током. Время релаксации измерялось непосредственно по зависимости изменения напряжения на образце ΔU под действием излучения от частоты амплитудной модуляции f. Она реализовывалась в виде биений колебаний двух ламп обратной волны в интервале $f=10^6 - 10^{10}$ Гц.

Результаты измерений показывают наличие двух механизмов отклика - джозефсоновского на межгранульных слабых связях и разогревного в резистивном состоянии гранул. Первый из них подавлялся внешним

магнитным полем величиной более 3 Тл. Зависимости $\Delta U(f)$ описываются одним временем τ, отождествляемым нами с временем τ_{eph}, т.е. $\Delta U = \Delta U(0)\cdot[1+(2\pi f\tau_{eph})^2]^{-1/2}$. Температурная зависимость определенного таким образом времени τ_{eph} представлена на рисунке. Здесь же приведены результаты пересчета τ_{eph} из результатов квазистационарных измерений. Метод основан на уравнении энергетического баланса [1] из которого следует, что $\Delta U(0) \propto \tau_{eph}\cdot(dU/dT)/c_e$. Здесь $c_e = \gamma T$ - удельная электронная теплоемкость, dU/dT температурная крутизна напряжения. Таким образом $\tau_{eph} \propto T\cdot\Delta U(0)/(dU/dT)$. Значения, полученные двумя методами, сшиты при $T = 4,2$ K. Видно, что оба они дают зависимость $\tau_{eph} \propto T^{-1}$ в температурном интервале 1,6-40 K.



Таким образом, и для ВТСП в отсутствие болометрического эффекта неджозефсоновский механизм воздействия излучения обусловлен, по-видимому, преимущественно электронным разогревом, а соответствующее время отклика является временем τ_{eph} и не связано с рекомбинацией квазичастиц [2]. Сопоставим его с транспортным временем τ_{tr} и временем релаксации фазы волновой функции электрона τ_{φ}. Все они имеют одинаковую температурную зависимость, однако соответствующая безразмерная константа $C = \hbar/\tau kT$ оценивается для τ_{tr} в пределах 1-10, для τ_{φ} оказывается порядка единицы, а для полученных значений τ_{eph} составляет 0,1. Таким образом, обсуждаемые времена связаны, по-видимому, с различными механизмами рассеяния. Наиболее простым объяснением зависимости $\tau_{eph} \propto T^{-1}$ служит рассеяние электронов на изгибных колебаниях решетки с дисперсией $\omega \propto q^2$, которые возможны благодаря сложной слоистой структуре сверхпроводящих купратов.

1. Гершензон Е.М. и др. ЖЭТФ, 1984, т.86, стр.758.
2. Гершензон Е.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, стр.226.
3. Talvacchio J. et al In "Science and Technology of Thin Film Superconductors", N-Y, 1989, p.152.

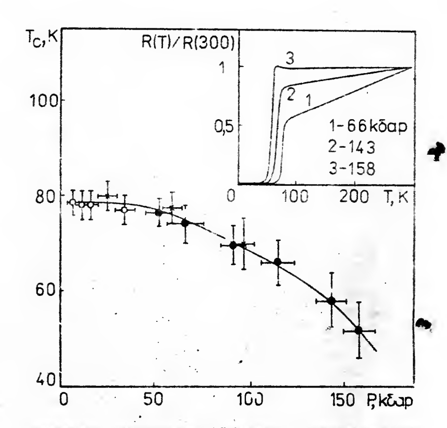
C5 СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 160 КБАР

Е. А. Алексеева, И. В. Берман, Н. Б. Брандт, И. Л. Ромашкина, В. И. Сидоров (Физический факультет МГУ, Москва)

По литературным данным [1, 2] в области давлений P, превышающих гидростатические, переход в сверхпроводящее (СП) состояние у образцов Bi-Sr-Ca-Cu-O наблюдается на фоне полупроводникового роста электросопротивления, и при P~80 кбар становится неразличим на этом фоне. С нашей точки зрения, в такое поведение электрических и сверхпроводящих свойств могут вносить вклад контактные явления. В настоящей работе, посвященной исследованию зависимости электросопротивления R от температуры T у монокристаллических образцов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ в интервале (300-1,5) К при давлениях до 160 кбар, для создания низкоомных контактов в образец размерами 300x30x30 мкм^3 при определенном температурном режиме в токе кислорода вжигается тонкий слой серебряной пасты. К контактным областям площадью не более 30x30 мкм^2 прижимаются мягкие платиновые полоски. Значение контактного сопротивления не превышает 0,1 Ом. Электросопротивление регистрируется квазичетырехконтактным методом при измерительном токе не более 100 мкА. Давление создается при помощи наковален Бриджмена.

Переходы в СП состояние регистрируются на фоне металлического поведения R(T). Электросопротивление при переходе в СП состояние резко уменьшается практически до нуля. Интересным и не совсем обычным является поведение кривых R(T) при сжатии: по мере роста давления характер температурных зависимостей сопротивления становится менее металлическим (вставка к рис.). При P=160 кбар R очень слабо понижается при уменьшении температуры, а непосредственно перед переходом в СП состояние наблюдается слабый рост R.

Зависимость T_c от P (T_c определяется по середине СП перехода) также необычна для высокотемпературных систем (на рисунке данные для разных образцов обозначены разными символами): T_c уменьшается под действием давления. В области давлений до 80 кбар поведение $T_c(P)$, в целом, согласуется с данными работы [1]. При больших давлениях скорость изменения T_c возрастает по мере увеличения давления от $dT_c/dP|_{P\sim50\ кбар}$ = -0,1 К/кбар до $dT_c/dP|_{P\sim160\ кбар}$ = -0,4 К/кбар, что не типично для большинства



традиционных сверхпроводников. Наблюдается корреляция значений T_c и dT_c/dP: меньшим значениям T_c соответствуют большие абсолютные значения dT_c/dP.

Более сильное уменьшение T_c при увеличении давления коррелирует с изменением характера зависимостей R(T) от металлического к полупроводниковому, что может свидетельствовать о влиянии изменения электронного энергетического спектра на поведение высокотемпературных сверхпроводников под действием давления.

1. Wijngaarden R. J., Hemmes H. K., Van Eenige E. N. et. al. // Physica C - 1988. - 152. N2. - P. 140-1 4.
2. Okai B., Kosuge M., Takahashi F., Ohta M. // Jpn. J. Appl. Phys. - 1988. - 27 N4. - P. L674-L676.

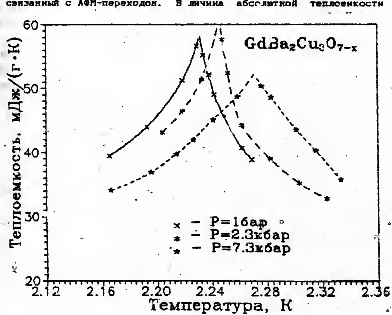
C6

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$

Н.Е.Алексеевский, В.И.Нижанковский (ИФП АН СССР, Москва)
А.В.Гусев, Г.Г.Девятых, А.В.Кабанов (ИХ АН СССР, Горький)
Б.Н.Нарожный, Е.П.Хлыбов (ИФВД АН СССР, Троицк)

Для сверхпроводящего соединения $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ (T_c=86К), переходящего в антиферромагнитное состояние при T_N=2.23К, исследовано влияние высокого давления на температуры магнитного и сверхпроводящего переходов. Для этого под давлением до 7кбар проведены измерения теплоемкости вблизи T_N (2К < T < 4К) и регистрация сверхпроводящих переходов индуктивным методом. При измерениях под давлением использовалась малогабаритная камера высокого давления, которая при измерениях теплоемкости помещалась в квазиадиабатический калориметр.

При температурах вблизи T_N на температурной зависимости теплоемкости $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ наблюдался ярко выраженный максимум, связанный с АФМ-переходом. Величина абсолютной теплоемкости



образца массой 0.355г при температурах вблизи T_N на порядок превышала величину абсолютной теплоемкости камеры. Это позволило определять величину T_N с относительной точностью 0.002K, несмотря на некоторое уширение λ-аномалии под давлением, см. Рис.

Показано, что под давлением магнитный и сверхпроводящий переходы смещаются в сторону высоких температур, причем производная $dT_N/dP=7\cdot10^{-6}$ K/bar, а $dT_c/dP=1.2\cdot10^{-4}$ K/bar.

В настоящее время существуют различные взгляды на природу взаимодействия, приводящего к АФМ-упорядочению в соединениях $REBa_2Cu_3O_{7-x}$. Сравнивая величины T_N для соединений 1-2-3 с различными редкими землями, авторы работ / 1,2/ делают вывод о преимущественно обменном характере взаимодействия между магнитными ионами RE в этих соединениях. В тоже время, в значительном числе работ см. например, / 3,4/, упорядочение в системе $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ объясняется диполь-дипольным взаимодействием между ионами Gd.

Если из результатов настоящей работы оценить величину производной $|d\ln T_N/d\ln V| = |\varkappa^{-1} d\ln T_N/dP|$, используя значение сжимаемости $\varkappa = 0.65\cdot10^{-6}$ bar^{-1}, то получится величина ≈5, / 5/. В тоже время, для диполь-дипольного взаимодействия величина этой производной должна быть близка к 1, т.к. в этом случае $T_N \sim \mu^2_{eff}/r^3 \sim \mu^2_{eff}/V$. Таким образом, результаты измерения теплоемкости $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ под давлением позволяют сделать вывод об обменном характере взаимодействия, приводящего к АФМ-упорядочению ионов гадолиния в этом соединении.

1. Ramirez A.P., Schneemeyer L.F., and Waszczak J.V. // Phis.Rev.B. 1987. v.36. p.7145.

2. Van der Meulen H.P., Franse J.J.M., Tarnawski Z. et al. // Phisica C. 1988. v.152. p.65.

3. Dunlop B.D., Slaski M., Hinks D.G. et al. // J.Magn.Magn.Mater. 1987. v.68. p.L139.

4. Nakamura F., Senoh K., Tamura T. et al. // Phis.Rev.B. 1989. v.39. p.12283.

5. Алексеевский Н.Е., Гусев А.В., Девятых Г.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. т.48. с.540.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Н.Е.Алексеевский, Э.А.Завадский, В.И.Каменев, С.Ф.Ким, Л.Т.Цымбал, А.Н.Черкасов
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.Донецк)

Проведенные в работе рентгендифрактометрические исследования показали, что идентичные технологические условия приводят к образованию двух модификаций ВТСП монокристаллов $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: кристаллов с характерной для ромбических искажений двойниковой структурой и кристаллов, в которых признаки ромбической симметрии отсутствуют.

В таблице для сравнения приведены характеристики типичных образцов обеих модификаций (строки I и 2). Там же помещены данные о несверхпроводящем (НСП) кристалле $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (строка 3).

	Температурные зависимости электро-сопротивления	Дифрактограммы		Тип, параметры решетки	Штрих-диаграммы кристаллов вдоль [001]
		2θ-сканирование	φ-сканирование		
	1	2	3	4	5
1	R, отн. ед.; $T_c=90K$; 0 100 200 T,K	(400) (040); 108 2θ 104	7°	Ромб. $a=3.845Å$ $b=3.897Å$ $c=11.726Å$	(005) (006) (007) (009) (00.10) (00.11) (00.12) (00.13)
2	R, отн. ед.; $T_c=75K$; 0 100 200 T,K	(400); 108 2θ 104	2°	Тетра $a=3.866Å$ $c=11.734Å$	(005) (006) (007) (009) (00.10) (00.11) (00.12) (00.13)
3	НСП	(400); 108 2θ 104		Тетра $a=3.878Å$ $c=11.836Å$	(005) (006) (007) (009) (00.10) (00.11) (00.13)

1. Образцы, представленные в I-ой строке, имеют характерные для двойниковой ромбической структуры двойные максимумы на дифрактограммах 2θ -сканирования в направлениях исходного тетрагонального базиса (столбец 2). Температура перехода в ВТСП состояние для них близка к 90 К (столбец I). У образцов, представленных во 2-ой строке, признаки ромбической структуры отсутствуют. Их дифрактограммы 2θ -сканирования (столбец 2) имеют вид, аналогичный дифрактограммам НСП кристаллов с тетрагональной симметрией (строка 3, столбец 2). Однако эти образцы переходят в ВТСП состояние ($T_c \sim 75$ К), (столбец I). Параметры их кристаллической решетки (столбец 4) существенно отличаются от таковых для НСП кристаллов, а штрих-диаграммы рентгеновских отражений в направлении [001] , характеризующие степень заполнения кислородом базисных плоскостей, имеют структуру, подобную структуре диаграмм образцов ромбической симметрии (столбец 5).

2. ВТСП кристаллы тетрагональной модификации отличаются от кристаллов ромбической модификации высокой степенью кристаллического совершенства, о чем свидетельствуют более узкие линии на дифрактограммах φ -сканирования (столбец 3), более высокое отношение $\rho_{300} / \rho_{..2\,K}$ (столбец I) и отсутствие паркетной структуры на поверхности у образцов тетрагональной модификации.

3. Образование двух модификаций ВТСП кристаллов $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ является, по нашему мнению, результатом деформационной блокировки зародышеобразования ромбической фазы. Энергия кристалла, упруго деформированного зародышами возникающими при его обогащении кислородом, может оказаться достаточно высокой. Наличие дислокаций в кристалле приводит к релаксации возникших упругих напряжений за счет пластических деформаций и, следовательно, к повышению вероятности перехода образца в ромбическую модификацию. В совершенном же кристалле процесс снижения симметрии может вообще не реализоваться, а уступит место альтернативному механизму перехода образца в ВТСП состояние с меньшей энергией. Указанная точка зрения соответствует установленной экспериментально корреляции между совершенством и симметрией кристаллов $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

С8 ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЩЕЛЬ В $YBa_2Cu_3O_x$ ПО ДАННЫМ ТУННЕЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МОНОКРИСТАЛЛОВ

И.Б.Альтфедер (Институт физических проблем АН СССР, Москва)
А.П.Володин (Институт стали и сплавов, Москва)
И.Н.Макаренко, С.М.Стишов (Институт кристаллографии АН СССР)

Монокристаллы $YBa_2Cu_3O_x$ с различным содержанием кислорода x, приготовленные с помощью процедуры /1/ исследованы посредством низкотемпературного сканирующего туннельного микроскопа (СТМ).

Туннельные спектры (ТС) измерялись при двух ориентациях кристалла с развитой поверхностью II (ab) (рис.1). В процессе измерения в ориентации а поверхностный непроводящий слой образца разрушался иглой СТМ /2/. Измерения в ориентации б проводились на свежих сколах, полученных in situ при 4,2 К. ТС в обеих ориентациях обнаруживают характерные особенности, которые можно связать с энергетической щелью, причем в ориентации а наблюдаются две такие особенности. В отсутствие модельной теории для ТС в ВТСП корректное определение величины энергетической щели затруднительно, и за меру щели Δ принималась половина расстояния между соответствующими особенностями ТС. Ситуация осложняется тем, что энергетическое положение $Δ_1$ (см.рис.1), как впервые отмечалось в /3/, сильно зависит от величины туннельного промежутка. Это может обусловить специфика вакуумного туннельного контакта СТМ /4/. Для количественных сопоставлений величин Δ, полученных в разных экспериментах с СТМ, разумно использовать ТС, зарегистрированные при одинаковых расстояниях игла-образец, характеризуемых одинаковым туннельным сопротивлением R.

На рис.2 показаны зависимости $Δ_1(x)$ и $Δ_2(x)$. Вертикальные отрезки демонстрируют разброс локальных значений Δ (от max до min), полученных в ориентации а на квадратной сетке IxI мкм^2 с шагом 100нм. Точка в пределах линии изображает среднее по сетке Δ. Сплошными точками изображены Δ, полученные в ориентации б. Сопоставление результатов для ориентаций а и б требует учета того, что скол по плоскости ab обнажает глубинные области кристалла, находившиеся при проведении технологических процедур в иных, чем его поверхность условиях. Результаты измерений Δ в

ориентации б для образцов с x < 6,9 как функции расстояния от края излома образца (толщиной ~30 мкм) вдоль направления ab демонстрируют вполне закономерное уменьшение Δ при перемещении иглы СТМ от периферии образца к его серединной части. По-видимому, это отражает характер распределения кислорода в образцах и определяется особенностями диффузионных и сорбционных процессов. Для сопоставления значений Δ, полученных в разных ориентациях, логично для ориентации б использовать периферийные значения Δ.

Общий характер вариации щели Δ_1 с изменением x явно подобен соответствующей вариации T_c /I/, что позволяет вполне определенно идентифицировать параметр Δ_1 как меру сверхпроводящей щели, характеризующей объемные свойства исследованных образцов. Построенные на основе зависимостей $T_c(x)$ /I/ и $\Delta(x)$ в пределах разброса данных прямые $\Delta_1(T_c)$ и $\Delta_2(T_c)$ соответствуют нормализованным значениям энергетических щелей $2\Delta_1/kT_c = 5{,}3$ и $2\Delta_2/kT_c = 2{,}7$ /5/. Существование малых значений Δ_2 можно объяснить тривиальным образом, если учесть, что на поверхности образца всегда имеются области, обедненные кислородом /I/. Не исключено, однако, что состояния с малой Δ_2 действительно существуют. В этом случае наши результаты указывают скорее не на анизотропию щели, а на существование двух дискретных величин Δ_1 и Δ_2.

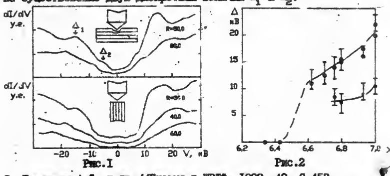


Рис.I

Рис.2

I Гончаров А.Ф. и др.//Письма в ЖЭТФ.-1988.-48.-С.453.

2. Володин А.П., Хайкин М.С.//Письма в ЖЭТФ.-1987.-46.С.186.

3. Прядкин С.Л., Пан В.С.//Письма в ЖЭТФ.-1989.-49.-С.283.

4. Van Bentum P.J.M. et al. J. of Microscopy.-1988.-152.-p.11.

5. Альтфедер И.Б. и др.//Письма в ЖЭТФ.-1989.-50.-С.458.

С9 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Ф. Г. Алиев, В. В. Прядун (Физический факультет МГУ, Москва)

Все изученные к настоящему времени керамические оксидные сверхпроводники типа (РЗМ)$Ba_2Cu_3O_x$ $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$, $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$ демонстрируют возрастание теплопроводности k ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c, которое объяснялось уменьшением рассеяния фононов на электронах, образовавших при $T<T_c$ сверхпроводящий конденсат (см. например, /I/). В настоящей работе впервые исследованы температурные зависимости теплопроводности k(T) (I К<T<I30)К у монокристаллических образцов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$, $GdBa_2Cu_3O_x$ и наполовину однодоменного $TmBa_2Cu_3O_x$. Степень однодоменности $TmBa_2Cu_3O_x$ составляла ~50% и определялась исследованием его поверхности в оптическом поляризационном микроскопе. Подробное описание экспериментальной методики и предварительные результаты содержатся в работах /2, 3/.

Приведенные на рис. I температурные зависимости теплопроводности k(T) у сверхпроводящего $TmBa_2Cu_3O_x$ (кривая I, T_c≈ 90К по середине перехода) и у тетрагонального монокристаллического $GdBa_2Cu_3O_x$ (6 <x< 6.3) (кривая 2) имеют ряд существенных отличий от зависимостей k(T), полученных при исследовании соответствующих керамических аналогов. У тетрагонального $GdBa_2Cu_3O_x$ (кривая 2, рис. I) на фоне монотонного уменьшения k(T) вблизи T=60К наблюдается фононное плато, которое отсутствует в тетрагональных керамических образцах . В монокристаллическом $TmBa_2Cu_3O_x$ величина теплопроводности близка к найденной у керамических сверхпроводников, а при температуре сверхпроводящего перехода также наблюдается излом на зависимости k(T) и максимум при T≈50К. Отличительной особенностью поведения теплопроводности у квазимонодоменного $TmBa_2Cu_3O_x$ является наличие существенного отклонения на зависимости k(T) в сторону больших значений k при низких температурах (T<30К).

На рис. 2 показаны температурные зависимости теплопроводности трех монокристаллических образцов N. I – N. 3 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$. Обращает на себя внимание необычное возрастание теплопроводности при T < 20К у образцов N. I и N. 3. Кроме того,

у всех образцов при $T<T_c$=86К наблюдается увеличение теплопроводности в окрестности 85К, по-видимому, связанное с переходом образцов в сверхпроводящее состояние.

Наличие двух фононных аномалий в теплопроводности (в диапазоне 40К< T <60К и при T<25К) может быть обусловлено присутствием двух вкладов в фононную часть теплопроводности ($k=k_I+k_2$). Вклад k_I, определяющий теплопроводность идеальной кристаллической решетки, должен проявиться в асимптотике $k_I \sim I/T$ и низкотемпературном максимуме, обусловленном ограничением длины пробега фононов границами кристалла. Температура такого максимума в совершенных кристаллах, как правило, варьируется в пределах (I-IO)К. Монотонно уменьшающийся с температурой вклад k_2 характерен для разупорядоченных систем.

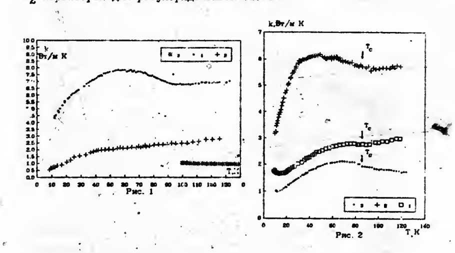


Рис. 1

Рис. 2

I. Jezovski A., et.al.//Phys. Lett., -1987, -A122 -p. 431-436.
2. Алиев Ф.Г., Прядун В.В., Леоник Л.И. - Препринт физического факультета МГУ, -1989, N.26. -5 с.
3. Алиев Ф.Г., Мощалков В.В., Прядун В.В., Леоник Л.И., Воронкова В.И.//Сверхпроводимость. -1990.-3, вып. 2.-С.5-8.

CIO

Туннельная спектроскопия и эффекты Джозефсона в высокотемпературных сверхпроводниках

Б. А. Аминов, Н. Б. Брандт, Я. Г. Пономарев
(Московский Государственный университет)

Проведен критический анализ различных методов создания туннельных переходов на базе керамических и монокристаллических образцов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Установлено, что на поверхности металлооксидных сверхпроводящих материалов присутствует деградировавший, несверхпроводящий слой. Из-за малой длины когерентности в новых ВТСП кристаллическое несовершенство поверхности приводит к значительному разбросу в величине сверхпроводящей щели, определенной с помощью туннельного эффекта. Анализируются возможные причины появления несверхпроводящего слоя. Показано, что наилучшими свойствами обладают туннельные контакты, создаваемые методом низкотемпературного скола. Использование этой методики при исследовании одночастичного туннелирования на монокристаллических образцах системы Bi-Ca-Sr-Cu-O позволило получить I(V)-характеристики с ярко выраженной и хорошо воспроизводящейся щелевой особенностью и наблюдать структуру, связанную, по всей видимости, с электрон-фононным взаимодействием. Впервые на ВАХ ВТСП-перехода на низкотемпературном сколе (микротрещина в монокристалле) обнаружено "колено" - "всплеск" избыточного тока в области напряжений V ~ 2Δ/e. Появление "колена" на ВАХ объясняется присутствием вблизи поверхности ВТСП слоя нормальной фазы, возникающего при искривлении зон в приконтактной области с образованием SNINS-структуры (соответствующая теория развита в работе Голубова А. А. и Куприянова М. Ю.). Сравниваются различные методы определения значения щелевого параметра, обсуждается зависимость Δ от дефицита кислорода, анизотропии, а также от температуры. Показано, что зависимость Δ(T) хорошо согласуется с формальной теорией БКШ.

Анализируются результаты исследований стационарного и нестационарного эффекта Джозефсона на ВТСП-переходах. Проведен сравнительный анализ параметров джозефсоновских переходов, изготовленных различными методами. Показано, что, как и в случае одночастичного туннелирования, наилучшие характеристики

имеют переходы на низкотемпературных сколах. Установлено, что в ВТСП-переходах слабая связь осуществляется через полупроводниковый барьерный слой, что приводит к аномальной температурной зависимости критического тока - при T ~ (0.6÷0.7)Tc наблюдается максимум сверхтока. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с различными моделями джозефсоновских переходов, разработанными в рамках теории БКШ. Установлено, что наилучшее согласие экспериментальных результатов наблюдается с SNINS-моделью с резонансно-перколяционными траекториями в барьере, что коррелирует с результатами по одночастичному туннелированию.

CII КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТСП-СИСТЕМ I-2-3.

Э.Е.Андерс, С.В.Старцев, А.Г.Батрак, И.Н.Нечипоренко, Э.В.Тихенко (ФТИНТ АН УССР, Харьков).
Ш. Молокач, П. Дико, Й. Бисхоф (ИЭФ САН ЧССР, Кошице).

Экспериментально исследованы температурные зависимости теплопроводности и электропроводности ВТСП-систем Y-Ba-Cu-O, Sm-Ba-Cu-O и образца Y-Ba-Cu-O, допированного 20% ат. циркония. Образцы приготовлены по керамической технологии, описанной в /I,2/. Использование одних и тех же методик при анализе химического состава, пористости, структуры, а также выполнение измерений теплопроводности и электросопротивления образцов иттриевой керамики на одной установке обеспечивает надежное выявление влияния легирования системы Y-Ba-Cu-O цирконием на исследуемые свойства. Результаты измерений $\varkappa$ и ρ приведены на Рис.I и 2. Рассматриваются данные о $\varkappa$ в области сверхпроводящего состояния и окрестности T_c до 115 К. Измерения электросопротивления для всех образцов выполнены по четырехточечной схеме, теплопроводности-методом стационарного теплового потока. Как видно из рисунков, критическая температура сверхпроводящего перехода находится в интервале 90-94 К для всех исследуемых образцов. Зависимость ρ (T) при $T \gg T_c$ близка к линейной, т.е. проводимость носит металлический характер. Для обеих керамик Y-Ba-Cu-O и Sm-Ba-Cu-O характерно аналогичное поведение температурной зависимости теплопроводности в сверхпроводящей области в районе 50÷60 К наблюдается максимум теплопроводности ($\varkappa_{макс} \approx 5$ вт/мК). При низких температурах, температурный ход теплопроводности определяется поведением теплоемкости. С привлечением данных о теплоемкости и скорости звука рассчитаны эффективные длины свободного пробега фононов $\ell_{ф}$ (T). При понижении температуры длина свободного пробега фононов замедляет темп роста, приближаясь к размеру кристаллитов керамики. При 4,2 К $\ell_{ф}$ равна 0,4 мкм, что свидетельствует о превалировании механизма рассеивания фононов на микроскопических дефектах в объеме кристаллита. В окрестности сверхпроводящего перехода наблюдается резкое повышение теплопроводности для исследуемых чистых фаз. Поведение $\varkappa$ (T) образца, допированного цирконием, отличается явным уменьшением теплопроводности при $T \leqslant T_c$ (Рис.I, вставка), свидетельствуя о доминировании других релаксационных механизмов при сверхпроводящем переходе, чем в случае "чистых" фаз.

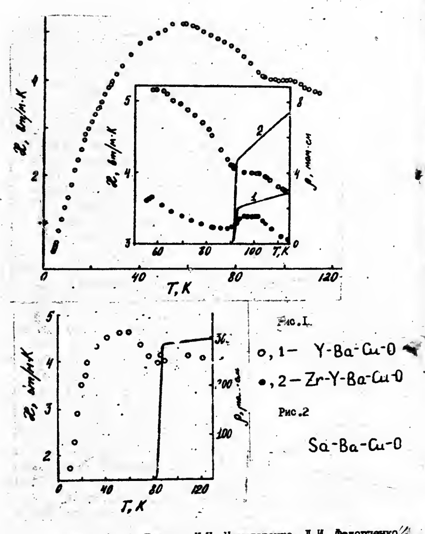


Рис.1

о, 1 – Y-Ba-Cu-O

•, 2 – Zr-Y-Ba-Cu-O

Рис.2

Sa-Ba-Cu-O

1. ..Г. Батрак, В.Ю. Бенько, И.Н. Нечипоренко, П.И. Федорченко ФНТ.-1988.-14.С.435-437.

2. P.D.ko, K.Csach, J.Miskuf, V.Kavecansky. - J. Mater. Sci. 1989, 24, 1995-1998.

CI2 ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ НИТРИДА КРЕМНИЯ НА КРИТИЧЕСКУЮ ТЕМПЕРАТУРУ ВТСП ПЛЕНОК

С.С.Андреев, Е.Р.Демидова, В.А.Ка..ин, А.П.Копасов, Э.И.Чигиринский, Е.В.Демидов (Научно-исследовательский физико-технический институт при ГГУ, Горький).

Получение диэлектрических покрытий на ВТСП материалах является весьма важной задачей, в частности потому, что данные материалы, особенно тонкие пленки соединений типа I-2-3, подвержены сильной деградации и могут утрачивать сверхпроводящие свойства под воздействием, например, влажного воздуха. В литературе сообщается о получении на ВТСП материалах ряда полимерных покрытий, а также покрытий из Nb_2O_5, Al_2O_3, SiO_2, CaF_2 и Si_3N_4. Во многих случаях наблюдалось существенное ухудшение свойств ВТСП пленок после осаждения на них диэлектрика. Так в /I/ было обнаружено, что нанесение на пленку Y-Ba-Cu-O методом ВЧ магнетронного распыления слоя Si_3N_4 приводит к сильному снижению критической температуры.

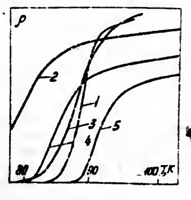
Нами впервые получены диэлектрические слои Si_3N_4 на иттриевых и висмутовых пленках, которые не только не снижают существенно критической температуры, но даже повышают ее (последнее имело место для висмутовых пленок).

Сверхпроводящие пленки Bi - Sr - Ca - Cu - O на подложках MgO (I00) получались методом магнетронного распыления на постоянном токе в аргоне с последующим высокотемпературным отжигом на воздухе. По рентгеновским данным они были однофазными (состав 2212) и имели текстуру с преимущественной ориентацией оси с кристаллитов по нормали к подложке. Критическая температура T_c (по середине перехода) составляла 80÷90 К, а ширина ΔT=5÷8 К.

Пленки Y - Ba - Cu - O на подложках $SrTiO_3$ (I00) и YSZ (I00) (стабилизированная иттрием окись циркония) получались ВЧ магнетронным распылением из стехиометричной мишени I-2-3 в атмосфере $Ar + O_2$ с последующим высокотемпературным отжигом, они имели T_c≈85÷90 К и ΔT≈2÷5 К.

Диэлектрические слои Si_3N_4 осаждались на ВТСП пленки ме-

тодом ВЧ магнетронного реактивного распыления кремниевой мишени в атмосфере $Ar+N_2$. Осаждение проводилось на неподогреваемые подложки. Неконтролируемый разогрев не превышал 80° С. Скорость осаждения составляла около 10 нм/мин. Полученные пленки имели диэлектрическую проницаемость $\approx 7\div8$, тангенс угла диэлектрических потерь $\sim10^{-3}$ (при комнатной температуре на частоте 1 кГц) и содержали около 10÷12% кислорода.



Нанесение слоев Si_3N_4 толщиной ≈ 200 нм на пленки $Y-Ba-Cu-O$ толщиной 10^{+3} нм практически не влияло на сопротивление пленки при комнатной температуре, температурная зависимость сопротивления также не менялась. На рисунке показана температурная зависимость удельного сопротивления ρ(T) пленки $Y-Ba-Cu-O$ с диэлектрическим покрытием на подложке $SrTiO_3$ (кривая 1).

Осаждение же слоев Si_3N_4 толщиной ≈ 200 нм на пленки $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ толщиной ≈ 600 нм с критическими температурами $T_c \approx 79\div85$ К повышало их T_c на 2÷6 К. Сопротивление пленок при комнатной температуре увеличивалось в 1,5÷3 раза. На рисунке представлена также зависимость ρ(T) висмутовой пленки (кривая 2), полученной с отклонением от оптимального режима и имеющей большое сопротивление при T=77 К. Кривая 3 демонстрирует зависимость ρ(T) этой же пленки после осаждения на нее покрытия Si_3N_4 толщиной ≈ 200 нм. Кривые 4 и 5 относятся к висмутовой пленке до и после напыления нитрида соответственно. (Все графики построены в разных масштабах).

Причина обнаруженного эффекта - увеличения критической температуры висмутовых пленок пока не выяснена.

1. Jia Q.X. and Anderson W.A. // J.Appl.Phys.-1989.-66, N 1.-452-454.

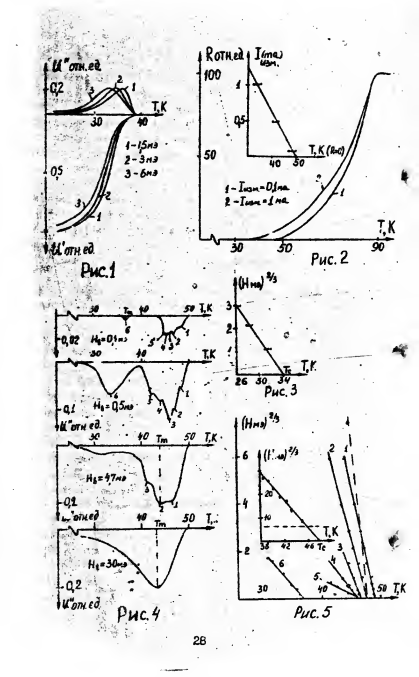
313 ДИАМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК ПЛЕНОК $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Артемов А.Н., Гришин А.М., Дроботько Б.Ф., Емельянинов Д.Г., Инкин Ю.Н., Никонец И.В., Хохлов В.А. (Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.Донецк)

С помощью индукционной установки на частоте II кГц исследовался диамагнитный отклик $U' \sim \chi'$ и $U'' \sim \chi''$ пленок, полученных магнетронным распылением на постоянном токе. I-ый образец, сформированный на сапфировой подложке с подслоем ZrO_2, содержал 51,1% сверхпроводящей фазы, 2-ой – на подложке из MgO ориентации (100) – 73,5%. Зависимость $U'(T)$ и $U''(T)$ для первого образца показана на рис.1. На рис.2 и вставке показана зависимость $R(T)$, снятая по 4-х зондовой методике на I-м образце при различных измерительных токах. Видна большая разница (89 К по $R(T)$ и 37,5 К по $U(T)$) начала перехода $T_н$ в сверхпроводящее состояние. Второй образец имел переход при $T_н$ = 50 К, зафиксированный по диамагнитному отклику.

Особый интерес представляет зависимость диссипативной части отклика $U''(T)$ 2-го образца в очень малых возбуждающих полях H. На рис.4 представлены эти зависимость при некоторых H. В поле H = 0,1 мЭ наблюдались два отклика $U''(T)$, причем первый содержал 5 пиков, а второй – один колокообразный. При возрастании H происходила трансформация вида отклика $U''(T)$ так, что пик 6, проходя максимальное значение по амплитуде в области H = 0,5 мЭ постепенно сливался с пиками 5, 4. В поле H = 4,7 мЭ видны только 3 аномалии на кривой $U''(T)$, а в поле 30 мЭ наблюдается обычный колокообразный диссипативный отклик. Следует особо обратить внимание на очень малую амплитуду U'_{max} в поле H = 0,1 мЭ, составляющую 0,02 U'_{max}, которая быстро растет с увеличением H, достигая обычно наблюдаемого значения 0,2 U'_{max} в поле H = 4,7 мЭ.

В обоих образцах с увеличением H максимум $U''(T)$ сдвигается в область низких температур по закону $1-T/T_c = a H^{2/3}$. Поскольку в теории критического состояния максимуму $\chi''(T)$ соответствует условие пропорциональности H и j_c, то зависимости $H^{2/3}$ фактически дают зависимость критического тока от температуры, т.е. $j_c(T) \sim (1-T/T_c)^{3/2}$. На рис.3 дана зависимость $H^{2/3}(T)$ для I-го образца, на рис.5 – для пиков 1–6. Здесь на вставке представлена та же зависимость, но для полей выше 15 мЭ. Пунктирной линией на рис.5 показана экстраполяция $H^{2/3}(T)$ из больших полей.



U″ отн.ед
0,2
T,K
30
40
1-1,5мэ
2-3мэ
3-6мэ
0,5
U′ отн.ед.
Рис.1
Rотн.ед
I(ma) изм.
100
50
T,K (R=0)
40
50
1 - Iизм=0,1ма
2 - Iизм=1ма
T,K
30
50
90
Рис. 2
(Hмэ)^2/3
T,K
26
30
34
Tc
Рис.3
H₁=0,1мэ
0,02
H₁=0,5мэ
0,1
U″ отн ед.
H₁=4,7мэ
0,2
Tm
H₁=30мэ
0,2
U″ отн.ед.
Рис.4
(Hмэ)^2/3
T,K
38
42
46
Tc
30
40
50
Рис.5

CI4 ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРКОЛЯЦИОННОЙ ГРАНУЛЬНОЙ СИСТЕМЫ КЕРАМИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А.К.Асадов, Н.А.Дорошенко, П.Н.Михеенко, А.С.Стоян (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Ранее сообщалось [I] о наблюдении в однофазной керамике $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ эффекта сдвига верхней ступеньки (середина перехода при $T_c^{\sim}$) зависимости диамагнитного отклика от температуры $L(T)$ при изменении магнитного поля модуляции h в пределах 0,5-I3 Э (см.рис.Iа $h_1<h_2<h_3$). Известно, что сдвиг нижней ступени зависимости $L(T)$ с серединой перехода при T_c^{m} (см., напр. [2]) возникает вследствии разрушения сверхпроводящего состояния межзеренных контактов и проникновением магнитного поля в объем металлооксида. Проводя аналогию, а также учитывая тот факт, что отклик L верхней ступени выше отклика от размолотой в порошок керамики (штриховая линия на рис.Iа), в работе [I] сделан вывод о существовании в висмутовом металлооксиде пустот, окруженных слоем сильно сцепленных гранул.

В данной работе, с целью повышения значения плотности критического тока керамики, проведен ряд экспериментов для изучения процессов, формирующих в процессе отжига подобные дефектные участки перколяционной системы.

Формирование пустот в висмутовых образцах может быть следствием того, что температура термообработки керамики близка к температуре ее плавления. Возникающие при этом пузырьки газов могут в сочетании с большой подвижностью гранул, оставлять подобные следы.

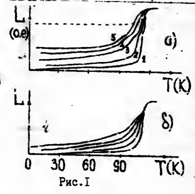
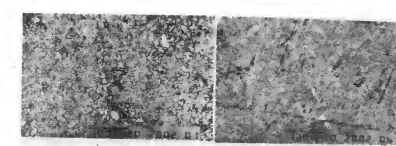


Рис.I

Для проверки этого было проведено два эксперимента. Использовалась стандартная иттриевая керамика ($T_{отж}$ = 920°С), в которой эффект сдвига T_c^{m} (h) отсутствовал. Она подвергалась кратковременному отжигу при более высоких температурах Т=960°С и I000°С. В обоих случаях после этой процедуры зависимости $L(T)$ становились подобны тем, которые изображены на



а) Рис.2 б)

рис.Iа.

Т.о., показано, что в случае высоких температур термообработки, близких к температуре плавления, эффект "разбухания" керамики происходит не однородно по всему объему, а с созданием полостей, размер которых растет с увеличением времени отжига.

В этом случае, для достижения высоких j_c исходный образец необходимо перепрессовать. На рис.Iб приведены зависимости $L(T)$ подвергнутого этой процедуре $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ металлооксида. Видно, что проведенная процедура устраняет эффект сдвига T_c^{m}. Его j_c = 1000 А/см^2 на порядок выше критического тока исходной керамики, а удельная плотность возросла с 2.39 до 4.24 г/см^3.

Структурные изменения, произошедшие при перепрессовке Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O образцов, можно проследить на фотографиях полученных с помощью растрового электронного микроскопа в отраженных электронах с атомным контрастом. Видно, что гранулированная структура, характерная для исходного образца (рис.2а), не наблюдается у перепрессованной керамики (рис.2б). Ее объем пронизает сетка игольчатых кристаллов размером IxI0 мкм. Очевидно, что их появление является причиной резкого роста плотности критического тока.

I. Асадов А.М., Михеенко П.Н., Дорошенко Н.А.// ФНТ.- 1989. - Т.I5, №II. - С. II59-II66.

2. Бюмен J.H.P.M., De Jonge W.J.M. et al.// Sol.St.Comm.- 1988,-V.66, № I0.- P.I089-I094.

ДОЛГОЖИВУЩЕЕ ЭХО В ПОРОШКАХ ВТСП

Я.Я. Асадуллин, В.В. Самарцев, Казанский ФТИ КНЦ АН СССР

Многие свойства недавно обнаруженного [1,2] поляризационного эха в порошках ВТСП подобны свойствам эха в порошках пьезоэлектриков, ферромагнетиков и нормальных металлов. Одним из важных свойств является наличие долгоживущих сигналов стимулированного эха [2]. Существуют две модели формирования долгоживущего эха [3]: ориентационная и деформационная (которые, впрочем, дают эффективный вклад и в двухимпульсное эхо). Наиболее информативен и важен деформационный механизм, обусловленный, по нашему мнению, необратимой динамикой дислокаций и границ двойников (ГД) под действием РЧ импульсов. Для определенности, ниже рассматривается вклад только от ГД.

Пусть в моменты $t = 0$ и τ приложены два импульса $b_{1,2}(t) = b_{1,2}\exp(i\omega_0 t)$ с длительностью $t_{1,2}$. Для звуковой деформации $\gamma(t)$, резонансно возбужденной в частице ВТСП, при $t > \tau + t_2$ имеем

$$\gamma(t) = (\gamma_1 e^{-\Gamma_1\tau} e^{i\Omega_1\tau} + \gamma_2)\exp[(-\Gamma_2 + i\Omega_2)(t-\tau)], \qquad (I)$$

где $\gamma_j \sim B_0 b_j t_j$; B_0 – постоянное поле, $\Gamma_j = \Gamma_0 + \Delta\Gamma_j$ и $\Omega_j = \Omega_0 + \Delta\Omega_j$ – затухание и частота колебаний порошинки после j-импульса. Здесь $\Delta\Gamma_j = \nu_\Gamma \Delta N_j$ и $\Delta\Omega_j = \nu_\Omega \Delta N_j$ – изменения в затухании и в частоте, обусловленные изменением состояний ГД под действием РЧ импульсов. Параметры ν_Γ и ν_Ω известным образом зависят от эффективной массы, коэффициента демпфирования, поверхностного натяжения и площади свободно колеблющейся ГД. Величины ΔN_j представляют собой линейную плотность ГД, возбужденных из слабозакрепленного (примесями, преципитатами и т.д.) положения I в незакрепленное положение 2 (см. рисунок). Известно, что в $YBa_2Cu_3O_7$ ГД расположены в плоскостях (110) и (001). В поле $H_{c1} \ll H_0 \ll H_{c2}$ вихри лежат в плоскости ГД (001) (если частицы расположены осью $\vec{c}$ перпендикулярно $\vec{H}_0$ [1]) и сильно закреплены ими. Во время действия второго импульса на



ГД действует сила

$$f_2 = 2c_1 v_1 (\gamma_1 e^{-\Gamma_1 t} e^{i\Omega t} + \gamma_2) + n' j_2 \varphi_0 , \qquad (2)$$

где c_1 и v_1 – упругий модуль и сдвиговая деформация двойникования, n' – линейная плотность вихрей (при $H_0 = 10^4$ Гс $n' \approx 2 \cdot 10^5$ см$^{-1}$), φ_0 – квант потока и $j_2 \sim E_2$ – плотность РЧ тока, взаимодействующего с вихрем. В результате действия силы f_2 ΔN_2 ГД возбуждаются. Конкретный вид зависимости $\Delta N(|f_2|)$ определяется распределением локальных барьеров, преодолеваемых ГД при возбуждении. В работе рассмотрены различные виды распределений локальных напряжений. Из (2) видно, что $\Delta N_2(|f_2|)$ содержит фазовую информацию об импульсах в виде фазы колебаний $\Omega_1 \tau$. Эта информация сохраняется в $\Delta\Gamma_2$ и $\Delta\Omega_2$ до тех пор, пока сохраняется "возбужденное" (незакрепленное) состояние ГД, и считывается третьим импульсом. Считывание будет неразрушающего характера, если третий импульс не изменяет плотность $\Delta N_2(|f_2|)$. По мере закрепления возбужденных ГД (положение 3 на рисунке), происходит уменьшение $\Delta N_2(|f_2|)$ и спад сигнала стимулированного эха. Под действием считывающего импульса (или последовательности таких импульсов) возможно обратное открепление этих ГД (положения 4 и 5) и частичное восстановление сигнала [3]. Таким образом, существует большое сходство между динамикой ГД в ВТСП и динамикой доменных стенок в сегнетоэлектриках и ферромагнетиках. В то время как в порошках последних двух материалов нелинейный механизм формирования эха обусловлен возбуждением доменных стенок (скачками Баркгаузена) [3], в ВТСП- скачками ГД. Замечательно, что эти скачки во всех указанных материалах под действием РЧ импульсов происходят не хаотическим образом, а носят когерентный характер, с сохранением фазовой памяти, что и является причиной формирования долгоживущего эха.

1. Nishihara H., Hayashi K., Okuda Y., Kajimura K.// Phys.Rev.B. -1989.-39, N.10.-PP.7351-7353.

2. Дробинин А.В., Дмитенок Ю.М.// Письма в ЖЭТФ.-1989.-49, вып.10.-СС.563-565.

3. Асадуллин Я.Я.// Изв.АН СССР, сер.физ.-1989.-53, вып.12. -СС. 2317-2321.

CI6 **УСТОЙЧИВЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ДОМЕНЫ В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ I РОДА С ТОКОМ**

А.А.Ахметов (ВНТК "Стабилизация", Москва)

В протяженных средах, описываемых двумя или более дифференциальными уравнениями второго порядка с заметно различающимися пространственными масштабами, возможно устойчивое стационарное существование локально-неоднородных состояний – доменов (Д). Отмеченное условие может выполняться в тонких сверхпроводниках I рода с током, где при $T<T_c$, $T_c-T \ll T_c$ неодинаковы характерные длины изменения модуля параметра порядка Δ и сверхпроводящей компоненты j_s тока j /I/. В этой связи представляет интерес нахождение устойчивых Д в отличие от неустойчивых, подробно исследованных в /I,2/.

Безразмерные стационарные уравнения сверхпроводимости /2/, записанные для действительной R и мнимой I составляющих параметра порядка $\Psi = R + iI$ имеют вид:

$$\frac{d^2R}{dx^2} = R^3+I^2R-R-Iu\mu\Gamma(R^2+I^2+\Gamma^2)^{-1/2}$$

$$\frac{d^2I}{dx^2} = I^3+R^2I-I+Ru\mu\Gamma(R^2+I^2+\Gamma^2)^{-1/2} \qquad (I)$$

где x – координата, u = 5,79 – численный параметр, $\Gamma \ll 1$ – фактор распаривания, определяющий масштаб изменения тока $j_s = RI'-IR'$ как $\ell_E \sim (u\Gamma)^{-1/2} \gg 1$ /2/, $\mu = \int_0^x [j_s(x)-j]dx$.

Численное решение уравнений (I), выполненное в /I,2/, позволило получить симметричные относительно точки x = 0 колоколообразные распределения $\Delta(x)$ и $j_s(x)$ такие, что $\Delta'(0) = 0, j_s'(0) = 0$

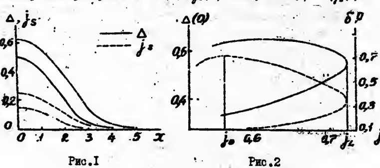


Рис.I   Рис.2

и Δ, j_s, Δ', j_s' — 0 при $x \to \pm\infty$. Размер Д возрастал с увеличением тока таким образом, что при $j \to j_L$ производные $d\Delta(x)/dj$, $dj_s(x)/dj \to \infty$ в каждой точке образца x, и для $j > j_L$ существование нетривиальных решений уравнений (I) становилось невозможным.

В настоящей работе уравнения интегрировались, как и в /2/, методом Рунге-Кутта. Для $j < j_L$ были получены зависимости $\Delta(x)$ и $j_s(x)$, совпадающие с результатами /I,2/, за тем исключением, что для каждого значения j решение /I,2/ было не единственным, т.е. оказалось, что сосуществуют два различающиеся размерами Д. Пример расчета для Γ = 0,05 и j = 0,7 показан на рис.I, где меньшие Δ и j_s соответствуют решению /I,2/.

Различие в размерах Д уменьшается при $j \to j_L$, и в пределе $j = j_L$ решения совпадают. Этот факт отражен на рис.2, где показаны зависимости $\Delta(0)$ от тока, рассчитанные для Γ = 0,05. Из рис.2 видно, что смыкание верхней и нижней ветвей автоматически обеспечивает бесконечность производной $d\Delta(0)/dj$ при $j = j_L$.

Изменение БАХ проводника длиной $2L \gg \ell_E$, вызванное наличием сверхпроводящего Д: $\delta P = \delta P(j)$, $\delta P = \int_{-L}^{+L} j_s(x)dx$ показано на рис.2 пунктиром. Нижняя ветвь зависимости соответствует результатам /I,2/. На верхней ветви в интервале $j_o < j < j_L$ содержится падающий участок, что косвенно свидетельствует об устойчивости состояния. В этой связи в работе выполнялось численное решение нестационарных уравнений сверхпроводимости /2/, записанных непосредственно для Δ и j_s, аналогично тому, как это делалось в /3/. Начальные условия соответствовали возникновению в момент безразмерного времени τ = 0 ограниченного сверхпроводящего зародыша в нормальном проводнике. Было установлено, что при надлежащем выборе тока и исходного возмущения, последнее за время $\tau \gg 1$ эволюционирует к стационарному состоянию, полностью совпадающему с решением уравнений (I), принадлежащему верхней ветви зависимости $\delta\Gamma = \delta P(j)$. Этот факт, по-видимому, может рассматриваться как численное доказательство устойчивости Д в интервале токов $j_o < j < j_L$.

I. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б.// УФН.-1984.-I42, вып.3.-С.435-471.
2. Watts-Tobin R.J., Krahenbuhl Y., Kramer L.//J.Low.Temp. Phys.-1981.-42, N 5/6.-459-501.
3. Ахметов А.А.//ЖЭТФ.-1988.-94,вып.4.-С.328-335.

C17 **АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$, ВЫРАЩЕННЫХ НА { 110 } $SrTiO_3$.**

Ш.М.Бабаджанян, С.Г.Зыбцев, Р.Н.Шефталь
Институт радиотехники и электроники АН СССР, г.Москва

Анизотропия электросопротивления ρ, критических токов J_c, верхних критических магнитных полей B_{c2} является характерным свойством нового класса сверхпроводников - ВТСП и является основным отличием от традиционных сверхпроводников. Экспериментально хорошо изучены анизотропные свойства сверхпроводящей фазы 123 с T_c = 90 К ($MeBa_2Cu_3O_{7-x}$). Которые проявляются в направлении ⊥ оси с и ∥ оси с. Объектами для исследования служили совершенные монокристаллы и эпитаксиальные пленки. Исследования на монокристаллах показали, что температурный ход $\rho_\perp(T)$ носит металлический характер $d\rho_\perp/dT>0$, температурный ход $\rho_\parallel(T)$ - полупроводниковый, $d\rho_\parallel/dT<0$. Такое поведение $\rho_\parallel(T)$ согласуется с теорией резонансных валентных связей Андерсона, в которой сопротивление связано с температурой соотношением ρ= = A/T + BT [1].Однако, в некоторых работах сообщается о металлическом характере электросопротивления $\rho_\parallel(T)$ [2]. Необходимо отметить, что измерения на монокристаллах сильно затруднены, так как размер вдоль оси с много меньше размеров в плоскости ab. В связи с этим особый интерес вызывают эпитаксиальные пленки с ориентацией - ось с ∥ плоскости подложки. В этом случае анизотропные свойства должны проявляться в плоскости подложки. При этом геометрия измерения $\rho_\perp$ и $\rho_\parallel$ будет одна и таже.

В настоящей работе исследовались температурные зависимости электросопротивления эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ толщиной 0.1 мкм, полученных методом лазерного напыления [3] на подложках $SrTiO_3$ с ориентацией (110). Впервые был обнаружен резко выраженный металлический и полупроводниковый ход $\rho(T)$ в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости подложки. Структура пленок исследовалась методом дифракции быстрых электронов на отражение (рис.1). Выращенные пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ имели две ориентации: $(110)_{123}$ ∥ (110) $SrTiO_3$ и $(103)_{123}$ ∥ (110) $SrTiO_3$, которые практически не различимы с точки зрения эпитаксиального соотношения пленки и подложки. Электросопротивление пленок измерялось в полоске шириной 100 мкм в двух взаимно

перпендикулярных направлениях [001]$SrTiO_3$ (∥c) и [110]$SrTiO_3$ (⊥c). Температурные зависимости $\rho_\perp(T)$ и $\rho_\parallel(T)$ приведены на рис.2. Измерительный ток равнялся $I_{изм}$ = 60мкА. $\rho_\perp$ линейно уменьшается с температурой $d\rho_\perp/dT > 0$, $\rho_{\perp 200K}/\rho_{\perp 100K} \approx 2.7$, $T_{c\perp(R=0)}$ = 86K. Зависимость $\rho_\parallel(T)$ носит полупроводниковый характер, $d\rho_\parallel/dT < 0$, $\rho_{\parallel max(26K)}/\rho_{\parallel 300K} \approx 1.7$. $T_{c\parallel(R=0)}$ = 84K. В работе [2] наблюдалось аналогичное смещение между $T_{c\perp(R=0)}$ и $T_{c\parallel(R=0)}$, которое может быть вызвано сильной анизотропией критических токов. Действительно, измерения при T = 77K показали следующие значения критических плотностей токов: $J_{c\perp 77K} = 5\cdot 10^5$ А/см^2, $J_{c\parallel 77K} = 2\cdot 10^3$ А/см^2. На вставке рис.2 показана зависимость критического тока от температуры $I_{c\parallel}(T)$. Видно, что смещение на 2 К обусловлено измерительным током $I_{изм} = I_{c\parallel 84K}$. Ранее, полупроводниковый ход $\rho(T)$ наблюдался нами только в гранулированных пленках [4]. Однако, во всех случаях максимум электросопротивления ρ_{max} смещался в сторону низких температур <90К при одновременном уширении сверхпроводящего перехода ΔT >10К.

Таким образом полупроводниковый ход $\rho_\parallel(T)$ эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, выращенных на (110) $SrTiO_3$ с помощью лазерного напыления связан не с дефектами образца, а определяется его собственными свойствами.

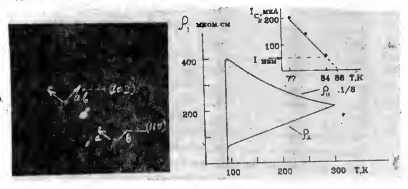


Рис.1 Рис.2

1. Fang M. et al.//Sol. State Com.-1988.-66,N9-827.
2. Duan H.//Sol.State Comm.-1988.-67,N8,-809-813.
3. Шефталь Р.Н.//Проблемы ВТСП.-Свердловск.-1987.-ч.2-269-270.
4. Sheftal R.N. et al.//Proceed.of conf.on HIGH-T_c films//USTRON 89

C18 ГРАДИЕНТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЯДРАХ ИОНОВ СВЕРХ-ПРОВОДЯЩИХ МЕТАЛЛООКСИДОВ В МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ЗАРЯДОВ

В. В. Бабенко, В. Г. Бутько, И. М. Резник
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Градиент электрического поля (ГЭП) на ядрах ионов проявляется в опытах по ядерному гамма-резонансу (ЯГР) и ядерному квадрупольному резонансу (ЯКР). Теоретически он может быть рассчитан, если известно распределение электронного заряда.

Как правило, результаты эксперимента интерпретируются исходя из модели точечных ионов. Рассматриваемые соединения содержат много различных неэквивалентных позиций ядер и соответствующие им зарядовые состояния ионов неизвестны. Уже поэтому интерпретация эксперимента на основе точечной модели достаточно произвольна /1/. Мы приводим результаты расчетов ГЭП, использующие распределения валентного заряда, полученные как описано в /2/.

Исследовались системы: $YBa_2Cu_3O_x$ при различных X, $Y_2Ba_4Cu_6O_{13}$ (орто-2 фаза с упорядоченными кислородными вакансиями), а также тетрафаза La_2CuO_4. Получено, в частности:

1. В зависимости от X в Y-Ba-Cu-O отношение величин главных компонент ГЭП в неэквивалентных позициях меди меняется от 1.5 до 2.2, максимум достигается при X 0.5;

2. При том же X направление главной оси тензора в узле Cu_1, находящемся в базисной плоскости, переходит от оси C к оси B;

3. Большее значение главной компоненты ГЭП соответствует узлу Cu_2;

4. В орто-2 фазе четыре неэквивалентных позиции меди и отношение компонент ГЭП следующие: 1:1.37:1.70:1.93.

5. Наилучшее согласие рассчитанных нами частот ЯКР и квадрупольных расщеплений с экспериментом, как в иттриевых, так и в лантановых соединениях получается при значениях квадрупольного сечения рассеяния ядер ^{57}Fe и ^{63}Cu (замещающих медь) Q вдвое меньших, чем общепринятые. В то же время, современные расчеты Q дают величины хорошо соответствующие полученным нами результатам.

1. Бабенко В. В., Бутько В. Г., Резник И. М. // Сверхпроводимость. -1990.- 3, N1.- С. 10-14.

2. Бабенко В. В., Бутько В. Г., Резник И. М. // Сверхпроводимость.- 1989.- 2, N2.- С. 14-18.

C19

АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА Y-Ba-Cu-O.

Барентольц С.А., Литвинов Е.А.
Институт электрофизики УрО АН СССР, г. Свердловск

С помощью анализа эмиссионных свойств высокотемпературных сверхпроводников можно получить информацию о зонной структуре этих материалов, а также исследовать их поведение во внешних электрических полях.

Экспериментальное исследование автоэмиссионных и взрывоэмиссионных свойств высокотемпературного сверхпроводника Y-Ba-Cu-O показало, что наряду с чисто металлическими свойствами, такими как вырожденность эмиссионного спектра и прямолинейность вольт-амперных характеристик Фаулера - Нордгейма, есть и некоторые отличия в эмиссионных свойствах металлов и Y-Ba-Cu-O. Эти отличия заключаются в следующем [1-2]:

1) смещение энергораспределения автоэлектронов с увеличением напряжения на межэлектродном промежутке и с охлаждением катода ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c;

2) отличие автоэмиссионной работы выхода от работы выхода, измеренной другими независимыми методами;

3) низкие предельные токи автоэмиссии и отсутствие самопроизвольного роста предпробойного тока;

4) сильное влияние охлаждения катода на электрическую прочность вакуумного промежутка;

В данной работе сделана попытка объяснить экспериментальные данные. Представлены результаты решения задач о проникновении внешнего электрического поля в катод, находящийся в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Исследуются тепловые процессы на катоде, сопровождающие интенсивную автоэлектронную эмиссию.

Теоретический анализ эмиссионных свойств Y-Ba-Cu-O привел к следующим выводам:

1) Внешнее электрическое поле может проникать в катод, изготовленный из высокотемпературного сверхпроводника, на значительную глубину. Изменение глубины проникновения поля с повышением напряжения на межэлектродном промежутке и охлаждением катода ниже температуры сверхпроводящего перехода обусловливает сдвиг эмиссионного спектра.

2) Эффект проникновения внешнего электрического поля может служить механизмом разрушения сверхпроводимости, альтернативным эффекту Ноттингама.

3) Низкие предельные токи автоэмиссии связаны, прежде всего, с высоким электросопротивлением этого материала в нормальном состоянии. Отсутствие нарастающего участка на осциллограммах предпробойного тока обусловлено большой работой выхода и низкой температурой плавления Y-Ba-Cu-O.

4) Экспериментально наблюдаемый рост электрической прочности вакуумного промежутка при охлаждении до 4,2 К не связан с изменением теплофизических характеристик Y-Ba-Cu-O или с его переходом в сверхпроводящее состояние. Этот эффект обусловлен, по-видимому, изменением химического состава поверхности после кондиционирования импульсными дуговыми разрядами.

Таким образом, различия в эмиссионных свойствах металлов и высокотемпературного сверхпроводника связаны с низкой концентрацией электронов проводимости и высоким электросопротивлением Y-Ba-Cu-O, а также с неустойчивостью химического состава поверхности, приводящей к изменению эмиссионных свойств.

Литература

1. Месяц В.Г., Шкуратов С.И. Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, N 16, с. 1441.

2. Бахтизин Р.З., Лобанов В.М., Месяц В.Г. и др. ФММ, 1989, т. 67, N 3, с. 610.

С20 ЭФФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ (МЕТОД ОБОБЩЕННОГО $U-V$ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ)

В.Г.Барьяхтар (Институт металлофизики АН УССР, Киев)
Е.В.Зароченцев, А.Б.Яковец (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Влияние кристаллической структуры на свойства сверхпроводников (СП) вызывает в последнее время пристальный интерес в связи с исследованием ВТСП, которые существенно анизотропны.

В [1] делались попытки учета кристаллической структуры в подходе, развитом Элиашбергом [2]. В этом подходе, как известно, сверхпроводящее состояние не может быть получено из нормального по обычн. теории возмущений и "затравочные" аномальные функции Грина, соответствующие спариванию, полагают отличными от нуля. Некоторая непоследовательность состоит в том, что их значения получают с помощью $u-v$ преобразования, диагонализующего гамильтониан Фрелиха или редуцированный гамильтониан БКШ [2].

Фононы в металле формируются электронами [3], поэтому разделение на фононную и электронную подсистемы не всегда корректно. Последовательная первопринципная теория металла должна строиться на основе плазменного гамильтониана, включающего в себя потенциал взаимодействия электронов с решеткой. Роль "затравочных" решеточных возбуждений играют плазменные колебания ионов в однородном электронном фоне [3].

В настоящей работе гамильтониан взят в представлении зонных электронов

$$\hat{H}_1 = \sum_i \varepsilon_i a_i^+ a_i + \sum_{ijkl} \bar{v}_{ijkl}\, a_i^+ a_j^+ a_k a_l + \qquad (1)$$

$$+ \sum_{ij\vec{q}\lambda} \Lambda_{ij\vec{q}\lambda}\, a_i^+ a_j\, u_{\vec{q}\lambda} + \sum_{\vec{q}\lambda} \omega_{\vec{q}\lambda}\, b_{\vec{q}\lambda}^+ b_{\vec{q}\lambda}$$

$i = (\vec{p}, n, \sigma)$, n - номер зоны.

В первое слагаемое, описывающее зонные электроны, уже включены потенциал взаимодействия электронов со статической решеткой и кулоновское взаимодействие в приближении Хартри-Фока. Второе слагаемое соответствует не сводимой к хартри-фоковской форме части кулоновского отталкивания электронов. Оставшаяся часть представляет ионные колебания и их взаимодействие с зонными электронами. Эффекты кристаллической структуры содержатся в (I) в анизотропных величинах $\mathcal{E}$, $\mathcal{V}$, Λ, которые находятся в результате решения зонной задачи.

Для диагонализации гамильтониана (I) используется метод обобщенного для сверхпроводников с сильной связью $U-V$ преобразования [4], применимость которого не ограничена малостью вершины электрон-фононного взаимодействия. Учет электрон-электронного обмена виртуальными фононами, приводящего к сверхпроводящему спариванию, соответствует, как обычно, второму порядку теории возмущений по параметру неадиабатичности.

Полученные нами уравнения самосогласования для СП-щели и спектра квазичастиц в отличие от аналогичных уравнений теории БКШ и уравнений, полученных в [4] учитывают кристаллическую структуру СП, проявляющуюся прежде всего в $\mathcal{E}$ и Λ. Уравнения самосогласования используются для вычисления характеристик СП, имеющего участки поверхности Ферми близкие к граням зоны Бриллюэна, в частности, при электронных топологических переходах, или переходах металл-диэлектрик.

1. Барьяхтар В.Г., Зароченцев Е.В., Лозовский В.З., Яковец А.Ю. Донецк, 1989. - 25 с.- (Препринт/АН УССР. ДонФТИ-89-26).
2. Элиашберг Г.М.//ЖЭТФ.-1960.- 38, №3. - С.966-976.
3. Бровман Е.Г., Каган Ю.М.//УФН.-1974. - 112, вып. 3. - С.369-401.
4. Lozovsky V.Z., Nazarenko A.B., Khudik B.I. // Phys.stat. sol.(b).-1988.-148.-P.297-303.

C2I **ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДОМ**

Баканеев Е.С., Генкин В.М., Конкин С.Н., Чурин С.А.
ИПФ АН СССР, г.Горький

Разработана методика бесконтактных измерений разночастотных вольт-амперных характеристик ВТСП пленок. Методика основана на изучении генерации третьей гармоники в переменном магнитном поле 100-30000 Гц.

Пленка помещалась в переменное магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости пленки с амплитудой в несколько эрстед. Над пленкой помещалась приемная катушка, сигнал с которой подавался на селективный усилитель, настроенный на третью гармонику возбуждающей частоты. Для облегчения трактовки получаемых результатов была проведена литографическая обработка пленки, и исследуемый образец представлял собой совокупность сверхпроводящих кружков радиусом 60 мкм на несверхпроводящей подложке. Переменное магнитное поле проникает в пленку в виде вихрей уже при слабых магнитных полях, так как размагничивающий фактор - 600. Зависимость амплитуды третьей гармоники от величины возбуждающего поля показана на рис.I для нескольких частот переменного поля. Обращает на себя внимание наличие максимума в слабых переменных полях.

Рис.I

Распределение поля в пленке описывается уравнением

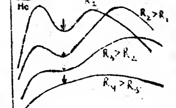
$$\partial B_z/\partial t + \mathrm{div}(\vec{V} \times B_z) = 0 \quad (I)$$

где V - скорость движения вихря под действием силы Лоренца со стороны обтекающего его тока j. Задаваясь зависимостью V(j) и решая уравнение (I), можно построить зависимость амплитуды третьей гармоники от амплитуды возбуждающего поля.

Наиболее простой функцией $V(j)$, учитывающей пиннинг вихрей является зависимость

$$V(j)=-\alpha H_0\frac{\partial B_z}{\partial t}\left\{1+\exp\left[\left(F_0^2-H_0^2(\partial B_z/\partial r)^2\right)/\Delta j^2\right]\right\}^{-1} \qquad (2)$$

где F_0 - сила пиннинга, Но - амплитуда внешнего переменного поля, α, Δj - подгоночные параметры. На рис. 2 представлены результаты численного решения уравнения (I) с $V(j)$ соответствующим (2). Видно, что с ростом радиуса пленки максимум на кривой исчезает. Из численного счета ясно, что минимум в зависимости $H\omega$ (Но) приходится на поля, когда вихрь аннигилирует в центре пленки, то есть когда поле полностью проникает в пленку. Соответствующие поля на графиках рис.2 указаны стрелками. Величины этих полей - 78-84 Гс.



α=-0.5, Δj=0.2, F_0=0.5

Рис.2

C22 **Ядерная магнитная релаксация ^{63}Cu в соединениях $YBa_2Cu_3O_{6,95}$ и $YBa_2Cu_3O_{6,82}$.**

О.Н.Бахарев, А.В.Егоров, В.В.Налетов, М.С.Тагиров, М.А.Теплов (Казанский госуниверситет, Казань).

Импульсным методом ЯКР на частотах 31,4-30,6 МГц и 22,1 МГц измерены скорости магнитной релаксации ядер ^{63}Cu в позициях Cu(2) и Cu(1) в образцах $YBa_2Cu_3O_{6,95\pm0,05}$ (А: T_c=93К) и $YBa_2Cu_3O_{6,82}$ (Б: T_c=75К) в широком интервале температур. Керамика состава А была приготовлена по методике, описанной в работе [1]; образец любезно предоставлен Н.М.Чеботаевым. Образец Б получен из А путем отжига на воздухе при t=525°С в течение 8 часов с последующей закалкой в жидком азоте. Результаты измерений скоростей релаксации продольной ($1/T_1$) и поперечной ($1/T_2$) намагниченности ядер ^{63}Cu в образцах А(●) и Б(Δ) показаны на рис.1 и 2. На рис.2 приведены также (■) данные о скорости релаксации $1/T_2$ ядер $^{63}Cu(2)$ из [2], обработанные в предположении лоренцевой формы однородно-уширенной линии ЯКР. Результаты измерений скорости ($1/T_1$) в образце А подтверждают уже известные данные (см., на-

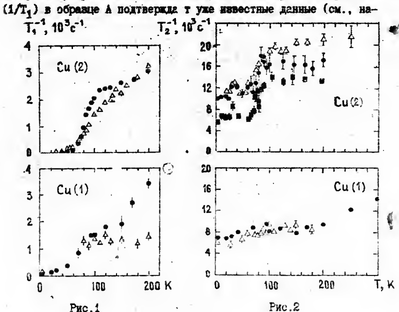


Рис.1 Рис.2

пример, [3]), остальные получены впервые. Основные особенности релаксации таковы: 1) в образце с большим содержанием кислорода (А) при $T>T_c$ температурная зависимость скорости $1/T_1$ для ядер Cu(1) намного сильнее, чем для ядер Cu(2), тогда как в образце с меньшим содержанием кислорода картина становится обратной; 2) прирост величины $1/T_2$ ядер Cu(2) при переходе вещества из сверхпроводящего состояния в нормальное для образца Б больше, чем для А; 3) во всех образцах при T~35К имеет место ускорение релаксации поперечной намагниченности ядер Cu(2), отмеченное в работе [4]; 4) величина $1/T_2$ ядер Cu(2) при T=4,2К варьируется от образца к образцу, оставаясь больше, чем расчетная однородная ширина линии ЯКР, обусловленная ядерным диполь-дипольным взаимодействием [2]. Последний факт свидетельствует о наличии дополнительного уширения линии ЯКР ^{63}Cu. Исследование однородной ширины линии ЯКР меди в слабом магнитном поле выявило (рис.3) необычную полевую зависимость энергии этого дополнительного спин-спинового взаимодействия.

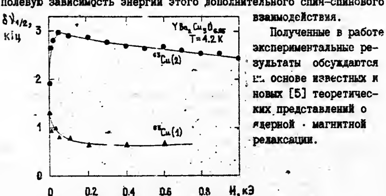


Рис.3

Полученные в работе экспериментальные результаты обсуждаются на основе известных и новых [5] теоретических представлений о ядерной магнитной релаксации.

1. Самохвалов А.А., Чеботаев Н.М. и др.//ФММ.- 1989.- 67, №4. - -С.741.
2. Бахарев О.Г. и др.//Письма в ЖЭТФ.- 1988.- 47, вып.8.- С.383.
3. Kitaoka et.al.//IBM J. Develop.- 1989.- 33.- P.277.
4. Бондарь А.В., Рябченко С.М. и др.//Письма в ЖЭТФ.- 1989,- 50, вып.3.- С.133.
5. Завидонов А.Д. и др.//Письма в ЖЭТФ.- 1989.- 50, вып.4.- - С.179.

C23 НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СВЕРХПРОВОДНИКА В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ТОКА

А.И.Безуглый, В.А.Шкловский (Физико-технический ин-т, Харьков)

Специфика скин-эффекта в цилиндрическом сверхпроводнике I рода, переведенном током в резистивное состояние, связана с динамикой границы между внутренней областью промежуточного I - состояния (ПС) и наружным слоем нормальной фазы. Вследствие электродинамической нелинейности такой системы в ней помимо линейного отклика (экспериментально изучавшегося в [1]), возникают порожденные движением N/I - границы отклики высших порядков. Нелинейная и нелокальная (во времени) связь между изменениями тока $i(\tau)$ и радиусом I - области $a(\tau)$ задается интегральным уравнением

$$\int_0^{\infty} \frac{\dot{a}(\tau)}{a(\tau)} \varphi_\lambda [a(\tau)] e^{-\lambda\tau} d\tau = - \int_0^{\infty} \frac{di}{d\tau} e^{-\lambda\tau} d\tau$$

полученным на основании макроскопического описания ПС [2] и подхода Гринберга к решению задач с подвижной границей [3] . Здесь длина измеряется в единицах радиуса цилиндра R_0 , ток - в единицах критического тока I_c, время - в единицах $4\pi\sigma R_0^2/c^2$, σ - проводимость в N-фазе, а функция $\varphi_\lambda(\rho) = I_1(\lambda^{1/2}) K_1(\lambda^{1/2}\rho) - K_1(\lambda^{1/2}) I_1(\lambda^{1/2}\rho)$ выражена через модифицированные функции Бесселя.

Экспериментально измеряемым следствием движения N/I-границ при гармонических колебаниях транспортного тока является наличие высших гармоник напряжения на поверхности цилиндра. В частности, в случае малых колебаний тока ($i(\tau) = i_0 + i_1 e^{-i\Omega\tau}$) для напряженности электрического поля помимо гармонической компоненты возникает отклик второго порядка по i_1 :

$$e_2(\tau) = -\left[i_1^2 / 8\, \varphi_{-i\Omega}^2(a_0)\, \varphi_{-2i\Omega}(a_0) \right] e^{-2i\Omega\tau}$$

где a_0 - радиус области ПС при $i_1 = 0$; напряженность поля нормирована на $cH_c/2\pi\sigma R_0$. Нелинейность системы приводит также к перенормировке постоянной составляющей электрического поля

$$\bar{e}_2 = -a_0 i_1^2 / 4(1-a_0^2) | \varphi_{-i\Omega}(a_0)|^2$$

через которую может быть выражена амплитуда колебаний N/I-границы:

$$a_1 = 2 \left[|\bar{e}_2| \, a_0 (1-a_0^2) \right]^{1/2}.$$

С увеличением частоты колебаний тока амплитуда нелинейных откликов резко уменьшается при $\Omega \sim (1-a_0)^{-2}$, а для частот $\Omega \gg (1-a_0)^{-2}$ их величина становится экспоненциально малой, так как в этом случае граница ПС расположена вне скин-слоя.

Установлено также, что характер и длительность переходного процесса, возникающего при резком (скачкообразном) изменении тока определяется диффузией магнитного поля с поверхности цилиндра на толщину N -слоя. Характерное время диффузии $\tau_D \sim (1-a_0)^2$.

I. Wiederick H.D., Mukherjce B.K., Baird D.C. - In: Proc. 4 th Int. Conf. on Low Temp. Phys. - North Holland, Amsterdam, 1975, vol. 2, p. 137.

2. Андреев А.Ф. // ЖЭТФ. - 1966. - 51, №5, с.1510-1520

3. Гринберг Г.А. // ЖТФ.- 1974.- 44, №10, с.2033-2042.

C24 **НУЛЕВОЙ ЗВУК В СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

Безуглый Е.В., Бурма Н.Г., Дейнека Е.Н., Филь В.Д.
Физико-технический институт низких температур АН УССР, г. Харьков

В работе [1] сообщалось о возбуждении и распространении в многозонных металлах сигналов электронного зв..ка, имеющих предположительно ферми-жидкостную природу (нулевой звук) и существующих в сверхпроводящем состоянии по крайней мере до $T/T_к \geq 0.5$, хотя их амплитуда при этом существенно уменьшается. Возникает ряд вопросов, ответы на которые важны для правильной идентификации природы наблюдаемых сигналов.

I. Что меняется ниже $T_к$: связь наблюдаемых сигналов с возбуждающей упругой волной, либо их затухание? На сэндвиче, составленном из двух образцов разной толщины (L_1 и L_2), наблюдаются два разделенных во времени сигнала электронного звука, отвечающих тому, что каждый из сигналов проходит один из образцов с фермиевской скоростью, а другой - со звуковой. Разность амплитуд сигналов (с поправкой на затухание звука) непосредственно определяет коэффициент затухания. На рис.I приведена запись амплитуд двух сигналов при изменении температуры. Поведение вблизи $T_к$ обусловлено быстрым выключением звуковой части затухания, присутствующей в каждом сигнале; для $T/T_к \leq 0.9$ звуковым вкладом можно пренебречь. Параллельность двух кривых однозначно указывает, что затухание обсуждаемых сигналов до $T/T_к \geq 0.6$ от температуры не зависит.

Возможно ли в принципе в сверхпроводнике существование слабозатухающих коллективных колебаний типа нулевого звука? Положительный ответ на этот вопрос получен в рамках простой теоретической модели двухзонного металла с ферми-жидкостным взаимодействием носителей [2], в котором для простоты учтены лишь нулевые гармоники функции Ландау $F(p,p')$, описывающие изотропную часть внутризонного (F_0) и межзонного (F_1) взаимодействия. В нормальном состоянии нуль-звуковая мода существует при сколь угодно малых положительных значениях $F_- = F_0 - F_1$. При переходе в сверхпроводящее состояние благодаря уменьшению числа нормальных возбуждений скорость нуль-звука $v(T)$ также уменьшается, достигая при $T = 0$ значения $v(0) = v_F \sqrt{(1 + F_-)/3}$, а ее поведение вблизи $T_к$ описывается формул...

$$\frac{\delta v(T)}{v(T_K)} = -\frac{\pi\Delta}{4T_K} F_-\left[\frac{F_-}{s^2-1} - 1\right]^{-1}\left[\frac{s}{\sqrt{s^2-1}} - \frac{2}{\sqrt{s^2-1}}\frac{(s\,\arcsin(1/s))^2}{1/s + s\,\arcsin(1/s)}\right]$$

$$s = v(T_K)/v_F \qquad (1)$$

Условие $v(0) > v_F$ $(F_- > 2)$ обеспечивает существование слабозатухающей нуль-звуковой моды во всем диапазоне температур $0 < T < T_K$: в противном случае должна существовать промежуточная область температур, где затухание Ландау подавляет нуль-звуковую волну (хотя вследствие уменьшения числа нормальных возбуждений его вклад на не слишком высоких частотах может оказаться малым). Из (I) следует, что $(\delta v(T)/v(T_K))^2$ вблизи T_K должно меняться линейно по температуре. На рис.2 приведена экспериментальная запись $\delta v(T)/v(T_K)$ и квадрат этой величины, подтверждающие зависимость (I). Таким образом, наблюдение сигналов электронного звука в сверхпроводнике не противоречит предположению об их нуль-звуковой природе.

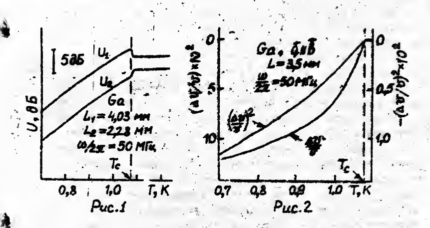


Рис.1 Рис.2

I. Бурма Н.Г., Дейнека Е.Ю., Филь В.Д. // Письма в ЖЭТФ. - 1989. - 50, вып. I. - С. I8 - 2I.

2. Безуглый Е.В., Бурма Н.Г., Дейнека Е.Ю., Филь В.Д. // ФНТ. - 1989. - 15, вып. II. - С. I226 - I229.

C25 ТОКОВОЕ СОСТОЯНИЕ ПЛАНАРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ

Л.В.Белевцов, Ю.М.Иванченко, Ю.В.Медведев (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Известно, что в двумерных сверхпроводниках, обнаруживающих фазовый переход Костерлица-Таулесса при температуре $T_{2Д}$, проявляется новый термоэлектрический эффект [I]. Эффект состоит в том, что перпендикулярно приложенные градиенты температуры $\nabla T=(\nabla T,0,0)$ и электрического поля $E=(0,E_y,0)$ при $T > T_{2Д}$ создают в сверхпроводнике дисбаланс между числом свободных термически возбужденных вихрей и антивихрей, и в результате на масштабе, сравнимом со средним расстоянием между вихрями возникает намагниченность, перпендикулярная к плоскости пленки

$$B=\tau\, d\ln n_{fo}/\partial T[E\nabla T]$$

Здесь n_{fo} – плотность "плазмы" вихрей, τ –феноменологическая временная константа, характеризующая релаксацию системы, выведенной из равновесия.

Измерения [2] магнитного потока, индуцированного термоэлектрическим полем в тонких пленках показали согласие с феноменологической теорией для $T > T_{2Д}$.

В настоящей работе объясняется поведение B(T) ниже $T_{2Д}$. За основу берется то, что в области $T < T_{2Д}$ существуют термически возбужденные вихревые молекулы различного размера с общей нулевой завихренностью. Энергия таких вихревых молекул, ориентированных вдоль направления скорости конденсата, имеет вид потенциального барьера по величине равного работе образования двух свободных флюксоидов различной полярности. Поэтому при наличии сверхтекучих переносов заряда образование "плазмы" вихревых флуктуаций ($T < T_{2Д}$) можно рассматривать как процесс зарождения, роста гиббсовских зародышей (пары вихрь-антивихрь) до критического размера и последующего распада на подвижные вихри различной полярности. Тогда с учетом процесса рекомбинации вихрей, в стационарной ситуации равновесная плотность n_{fo} определится соотношением

где $\Gamma = \alpha \mathcal{D} \xi^{-4} \exp\left(-\frac{q^2}{KT} \ln \frac{j_c}{2,7j}\right)$ — темп постановки зародышей α — коэффициент порядка единицы, $\mathcal{D}$ — коэффициент диффузии флюксоидов, ξ — длина корреляции теории БКШ, $q^2 = \pi \hbar^2 n_s / 2m$ (где n_s — двумерная плотность конденсата, m — масса электрона), j и j_c — соответственно двумерная плотность транспортного тока и плотность тока распаривания, $\gamma = 8\mathcal{D}q^2/KT$ — коэффициент рекомбинации вихрей.

В результате для $T < T_{2Д}$ получаем соотношение

$$\Phi(\varepsilon)/\Phi_0 = \beta \frac{\tau e R_N J}{\hbar(1-\tau_c)} \frac{\Delta t}{1-\varepsilon} \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \qquad (I)$$

$$f(\varepsilon) = \left(\frac{2,7j}{j_{c0}}\right)^{2(1-\varepsilon)} \left[(1-\varepsilon)(1-\tau_c)\right]^{\frac{1}{2} - 3(1-\varepsilon)}$$

Здесь β — коэффициент порядка единицы, $\varepsilon = (T - T_{2Д})/(T_c - T_{2Д})$ (T_c — температура перехода теории БКШ, e — заряд электрона, R_N — сопротивление образца в нормальном состоянии, $\Delta t = \Delta T/(T_c - T_{2Д})$ (T — приложенная к образцу разность температур), $\tau_c = T_{2Д}/T_c$, Φ_0 — квант магнитного потока, j_{c0} — критическая плотность распаривания при $T = 0^{\circ}$.

При фиксированной температуре согласно выражению для темпа поставок Г зависимость Ф от безразмерной величины $X = j/j_{c0}$ имеет вид

$$\Phi(X) \sim X^{\theta} \ln X$$

где $\theta = 3 - 2\varepsilon$

Для образцов, исследуемых в [2] при $j/j_{c0} = 10^{-4}$ ($j_{c0} = 10^5$ А/см^2), Т=0,07 формула (I) обнаруживает согласие с измерениями Ф(Т).

I. Garland J.C., Van Harlinger D.J. // Phys.Rev.Lett., 1985, 55, N 19, p.2047-2050.

2. Jong Lee Hu, Rudman D.A., Garland J.C. // Phys.Rev. Lett., 1985, 55, N 19, p.2051-2054.

С26 МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВТСП С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А.И.Белиева, С.В.Войценя, В.П.Юрьев (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

Визуальные наблюдения проникновения магнитного потока в ВТСП-материалы с помощью магнитооптических покрытий EuS/EuF_2 [1] требуют применения сложной системы обработки изображения и ограничены областью низких температур T < 16К. Последнее является принципиальным недостатком, поскольку для ВТСП наиболее интересной представляется область температур T > 77К. Недавно предложено использовать в качестве магнитооптического материала-индикатора Bi -содержащие феррогранатовые пленки [2] , что позволяет устранить отмеченные недостатки. Принцип визуализации структуры магнитного потока состоит в том, что на поверхность пленки-индикатора напыляется зеркальное алюминиевое покрытие и она накладывается зеркальной стороной на образец ВТСП. При этом доменная структура пленки перестраивается в соответствии со структурой магнитного потока над поверхностью ВТСП и в его окрестности. Визуализация распределения намагниченности в феррогранатовой пленке осуществляется в геометрии отражения на двойном эффекте Фарадея.

Настоящая работа посвящена магнитооптическому исследованию взаимодействия ВТСП с внешним магнитным полем. Приведены физические результаты для Y-Ba-Cu-O (монокристаллы, пленки) и L-Sr-Ca-Cu-O (монокристаллы).

Особое внимание уделено описанию, анализу и иллюстрации возможностей криогенной магнитооптической методики высокого разрешения для визуализации распределения магнитного потока на поверхности и в окрестности образцов ВТСП в широком интервале температур (300-4,2)К и высоких магнитных полях (0-35)кЭ с помощью индикаторной эпитаксиальной пленки Bi-содержащего феррограната. Основным узлом экспериментальной установки является проточный оптический криостат, снабженный сверхпроводящим соленоидом и стандартным микроскопным объективом.

Использование высоких магнитных полей ($H \gg H_{cI}$) позволило получить топограммы пространственного распределения захваченных магнитных потоков в образцах ВТСП. Анализ визуальных картин позволил определить важные макроскопические параметры: температура сверхпроводящего перехода T_c и ее неоднородности в образце,

температурные зависимости нижнего критического поля $H_{cI}(T)$, критической плотности тока $j_c(T)$ и объемной силы пиннинга $P_v(B,T)$.

Проведенный анализ показал, что имеется возможность огибания сверхпроводящих областей силовыми линиями магнитного поля и намагничивания индикаторной пленки над теми участками образца, в которые еще не проникло магнитное поле. Поэтому процессы первоначального намагничивания доменной структуры пленки над образцом могут весьма приближенно отражать проникновение магнитного потока в образец. При вытеснении же захваченного потока полем противоположного направления эффекты огибания практически не проявляются, поскольку действуют на фоне захваченного потока, визуальные картины более точно отражают распределение потока в образце и именно они должны использоваться для оценок физических параметров ВТСП. В связи с этим возможность приложения полей $H \gg H_{cI}$ является принципиальным требованием к предлагаемой методике.

В связи с тем, что выяснение вопроса о ширине флуктуационной области вблизи T_c является кардинальным вопросом физики ВТСП, значительное внимание уделено визуализации процессов проникновения магнитного потока в ВТСП в области температур 77 К$<T<T_c$, где поле полного проникновения H_p может быть существенно меньше поля насыщения индикатоной пленки H_S. Установлено, что наибольшая чувствительность метода достигается при использовании переменного магнитного поля. При этом над теми участками образца, в которые проникает поле, домены индикаторной пленки находятся в периодическом движении, очертания их размываются, образуя серый фон. Над теми же участками образца, в которые не проникает поле, домены остаются неподвижными.

Предложенный метод позволяет выявить микродефекты структуры и неоднородности состава, долю ВТСП-фазы в образце, определять основные параметры ВТСП-материала и может быть рекомендован для экспресс-анализа качества ВТСП-материалов.

1. Moser N.,Koblischka M.R.,Kronmüller H.,Gegenheimer B., Theuss H.//Physica C.-1989.-159,n1-2.-P.117-123.
2. Беляев А.И. и др. //Всесоюзная конференция "Физика и химия ВТСП (теоретические проблемы)" /Тезисы докладов. - Харьков, 1989. -С. 91-92.

С27 ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

И. В. Берман, Н. Б. Брандт (МГУ, Москва)

Рассматриваются экспериментальные данные по влиянию высоких давлений P на критическую температуру T_c сверхпроводящего (СП) перехода у ряда керамических и монокристаллических высокотемпературных сверхпроводящих систем: Y-Ba-Cu-O, La-Sr-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O. Анализируются причины, приводящие к наблюдаемому в экспериментах различных авторов разбросу в значениях dT_c/dP, изменению характера температурных зависимостей электросопротивления и исчезновению, для некоторых ВТСП сверхпроводимости при сжатии до давлений 80-100 кбар. В комплекс таких причин входят: отклонение условий сжатия от гидростатических, влияние сильно ограниченных, в случае использования методик типа наковален Бриджмена, размеров образцов и наличие контактных явлений. Рассматриваются полученные в самое последнее время результаты исследования СП свойств перечисленных выше систем с использованием тщательно изготовленных омических контактов. Ни в одной из систем не происходит исчезновения сверхпроводимости под действием давления. Зависимости T_c от P в широком интервале давлений имеют немонотонный характер, специфический для каждой из исследованных систем. В то время как у Y-Ba-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O сохраняется тенденция к росту T_c при P до 100 кбар, у La-Sr-Cu-O при P>50 кбар T_c практически сохраняет постоянное значение. Обсуждается возможное влияние эффектов локализации носителей на поведение высокотемпературных сверхпроводников под действием давления.

С28 ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВТСП, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ АБРИКОСОВСКИХ И ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ВИХРЕЙ.

Е.В.Блинов, Э.Б.Сонин, А.К.Таганцев, К.Б.Трайто
(Физико-технический ин-т им. А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград)

Множество гистерезисных эффектов, наблюдаемых при исследовании магнитных свойств сверхпроводников обычно объясняется на основе моделей критического состояния, которые полностью определяются видом зависимости плотности критического тока от магнитного поля $J_c(\mu H)$. Однако в ряде экспериментов можно регистрировать такие характеристики сверхпроводников, которые в рамках модели критического состояния должны быть обратимы при изменении магнитного поля. Такой величиной, в частности, является минимальная амплитуда переменного магнитного поля $H_{\sim min}$, при которой магнитное поле начинает проникать внутрь полого цилиндра.

Зависимость $H_{\sim min}$ от дополнительного постоянного магнитного поля $H_=$, параллельного $H_\sim$ и оси образца в рамках модели критического состояния может быть найдена из решения следующей задачи:

$$\frac{\partial H_{1,2}}{\partial r} = \pm \frac{4\pi}{c} J_c(\mu H_{1,2}) \; ; \quad H_{1,2}|_{r=R-d} = H_0 \qquad (1)$$

$$\frac{H_1+H_2}{2}\Big|_{r=R} = H_= \; ; \quad \frac{|H_1-H_2|}{2}\Big|_{r=R} = H_\sim \qquad (2)$$

где R - радиус цилиндра, d - толщина стенки.

Искомая зависимость задается системой (2) после исключения параметра H_0. Очевидно, что она не должна иметь гистерезиса. Однако, как показывает эксперимент, /1/, эта зависимость необратима.

На рис.1 приведены результаты эксперимента, проведенного с образцом из $Y-Ba-Cu-O$ керамики в виде полого цилиндра длиной 30 мм, диаметром 16 мм и с толщиной стенки 4 мм. Частота переменного магнитного поля составляла 50 Гц. Изменения магнитного поля внутри цилиндра регистрировались с помощью индукционного датчика. Образец первоначально охлаждался до 77°К в нулевом магнитном поле. Точки соответствуют на рис. 1а увеличению поля $H_=$ от 0 до 200 Э, × - уменьшению $H_=$ от 200 Э до 0. На рис. 1б показаны экспериментальные зависимости $H_{\sim min} = f(H_=)$

для последующих циклических изменений поля $H_=$.

Наблюдаемые в данном эксперименте гистерезисные явления могут быть объяснены на основе модифицированной модели критического состояния, учитывающей наличие и взаимодействие между собой двух сортов вихрей (джозефсоновских и абрикосовских).

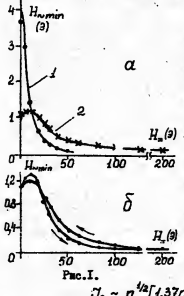


Рис.I.

При первом увеличении поля $H_=$ от 0 до 50 Э в образце отсутствуют абрикосовские вихри и эта зависимость может быть описана в рамках модели критического состояния, учитывающей наличие лишь джозефсоновских вихрей. Сплошной линией I на рис.Iа показана кривая, полученная из (I),(2) с использованием эмпирической зависимости $J_c(H)=J_{c0}[1+(H/H^*)^2]^{-1}$, предложенной в /2/.

При увеличении $H_=$ до 200 Э в гранулы проникают абрикосовские вихри. Их взаимодействие с джозефсоновскими приводит к изменению плотности критического тока слабых связей /3/:

$$J_c \sim n^{1/2}[1{,}37n^2+(n-4\mu H_=/\Phi_0)^2]^{-1/2} \qquad (3)$$

где n - концентрация абрикосовских вихрей вблизи слабой связи, Φ_0 - квант магнитного потока.

При $H_\sim \ll H_=$ можно считать, что $H_{\sim min} \sim J_c(H_=)$. Эта зависимость, заданная формулой (3) для $H_=$, уменьшающегося от 200 до 0, показана сплошной линией 2 на рис.Iа в случае, если n зависит лишь от максимального значения $H_=$. Учет реальной гистерезисной зависимости n $(H_=)$ качественно объясняет также и гистерезисные зависимости на рис. Iб.

I. Близнов К.В., Степанов Ю.П., Флейшер В.Г.// Тезисы докл. II Всес. конф. по ВТСП, 1989, т.II, с.92-93.

2. Захарченко С.И., Митюшин В.Б., Поджевских Н.А., Фишер Л.М.// Сверхпроводимость. 1989, 2, №10, с. 136-141.

3. Фистуль М.В.// Письма в ЖЭТФ. 1989, 49, вып.2, с.95-98.

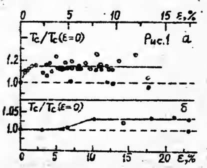
С29 СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ: РОЛЬ ДВОЙНИКОВ

В.С.Бобров, С.Н.Зорин, М.А.Лебёдкин
(Институт физики твердого тела АН СССР, Черноголовка)

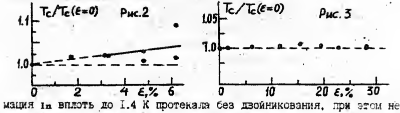
В [1] сообщалось о заметном увеличении H_{c1} и H_{c2} при низкотемпературном двойниковании Nb. Интерес к исследованиям сверхпроводников, содержащих двойники, резко усилился после обнаружения повышения T_c в бикристаллах Sn с ориентацией границ, близкой к двойниковой [2]. Появился ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных этому направлению исследований (см., напр., обзор [3]). При низкотемпературном двойниковании Nb и V был обнаружен эффект повышения T_c [4-6], примерно на порядок выше $\Delta T_c/T_c$ для ростовых двойников. После отогрева деформированных образцов наблюдался "отжиг" этого эффекта. При низкотемпературном двойниковании наряду с двойниками образуются дислокации и точечные дефекты. Особенность влияния деформационных двойников может быть связана с метастабильностью совокупности этих дефектов.

Для выделения роли двойников были проведены исследования в условиях низкотемпературной деформации монокристаллов некоторых сверхпроводников (Nb, Sn, Re, In и Pb), связанной с двойникованием или только с дислокационным скольжением без образования двойников.

Низкотемпературное двойникование Nb приводило к смещению сверхпроводящих переходов в область более высоких T, повышение T_c достигало 25% (рис.1а, ε - степень деформации). Эффект был ниже для образцов с заметной долей дислокационного скольжения, наблюдался "отжиг" повышения T_c после отогрева образцов до 300 К (темные точки на рис.1-3). Зависимость $T_c(\varepsilon)$ для Sn, деформация которого также в значительной степени связана с двойникованием, приведена на рис.2. Остаточный эффект после отогрева Sn примерно соответствует данным [2].



Дислокационное скольжение Nb при T = 100-200 К слабо влияло на T_c (рис.1б). Дефор-



мация In вплоть до 1.4 К протекала без двойникования, при этом не было обнаружено изменения T_c (рис.3). Аналогичные данные были получены при деформировании монокристаллов Pb.

Представленные данные позволяют заключить, что именно двойники (их границы) приводят к эффекту повышения T_c при низкотемпературной деформации. Этот эффект зависит от структурных факторов и напряжений в области двойников.

Исследования температурной зависимости критического тока вблизи T_c монокристаллов Nb в условиях двойникования позволили получить оценку степени локализации сверхпроводящих состояний в области двойников: $d \ll \lambda$ [6]. Это может свидетельствовать о возникновении этих состояний в области двойниковых границ.

Двойники являются характерным структурным свойством высокотемпературных сверхпроводников. В области T_c монокристаллов и керамики $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ зависимости $I_c(T)$ [6,7] качественно подобны данным для Nb, содержащего деформационные двойники. Это может свидетельствовать об аналогии роли двойников в ВТСП и обычных сверхпроводниках. Высокотемпературная сверхпроводимость является объемным свойством (см., напр., [8]), но в ВТСП, как и в обычных сверхпроводниках, двойниковые границы могут играть особую роль. Однако, учитывая анизотропию свойств, флуктуационные эффекты, а также неоднородность образцов ВТСП, для выяснения роли двойников в ВТСП необходимы дальнейшие исследования.

1. Баранова Г.К., Бобров В.С. и др. //ЖЭТФ. 1979. Т.77. С.257-269
2. Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н. //Письма в ЖЭТФ. 1981. Т.33. С.167
3. Хлюстиков И.Н., Буздин А.И. // УФН. 1988. Т.155. №1. С.47-48
4. Бобров В.С., Зорин С.Н. //Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.40. С.345-347
5. Аксенов В.К., Гиндин И.А. и др. // ФНТ. 1985. Т.11. С.93-96
6. Бобров В.С., Лебедкин М.А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т.47. С.618
7. Бобров В.С., Лебедкин М.А., Осипьян Ю.А. // 1-е Всесоюзное совещание по ВТСП (тез. докл.), Харьков. 1988. Т.1. С.100-101
8. Емельченко Г.А., Карцовник М.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т.46. С.162-164

С30 МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД И ДВУМЕРНЫЕ ФРУСТРАЦИИ В ПЛОСКОСТЯХ CuO_2 В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

М.М.Богдан, А.С.Ковалев
(Физико-технический институт низких температур АН УССР,Харьков)

Свойства ВТСП соединений в сверхпроводящей и магнитоупорядоченных фазах существенно определяются состоянием плоскостей CuO_2. В магнитной фазе CuO_2–антиферромагнитные слои(со слабым межслоевым обменом $J_\perp$ и малой внутриплоскостной анизотропией β)ионов Cu^{2+}с косвенным обменом $J \sim 10^3 K \gg J_\perp$, β через ионы O^{2-}.Возникновение"дырок"($O^{2-} \to O^-$)в слое приводит к изменению косвенного обмена с анти- на ферромагнитный($|J_I| \gg J$)и появлению магнитных фрустраций,разрушающих магнитный порядок[1,2].Нами дана количественная оценка влияния фрустраций на температуру магнитного фазового перехода в иттриевых и лантановых кристаллах и объяснены особенности экспериментальной зависимости $T_N=T_N(X)$ от концентрации кислорода X в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$.

Спины Cu^{2+}в плоскостях CuO_2 имеют момент $\sim 0.66\mu_0 \approx 1/2\mu_0$.Термодинамику слабо анизотропного двумерного гайзенберговского слоя со спином 1/2 можно описать в рамках 2D изотропной модели Изинга с гамильтонианом $H = I\sum \mu_i \mu_j$,с $I = J/4$, $\mu = \pm 1$.Теоретическая температура перехода $T_N^i=2.27 \cdot I \approx 680K$ сравнима с экспериментальной $T_N^0 \leq 500K$,но для количественного согласия нужен учет логарифмической перенормировки обменного интеграла(при $J_\perp > \beta$ для этого следует воспользоваться аналогией критического поведения 2D анизотропной модели Изинга и 3D модели слабо связанных изотропных гайзенберговских плоскостей:тогда $T_N^0=2J/\ln(2J/J_\perp)$,что дает точные значения T_N^0=400K для $YBa_2Cu_3O_6$(при $J_\perp$=2K)и T_N^0=200K для La_2CuO_4(с $J_\perp$=0.02K)).Дырки на кислороде меняют обменный интеграл и величину T_N.Влияние примесей на T_N в модели Изинга можно учесть точно[3]:с ростом концентрации дырок С величина T_N резко падает и зануляется при C_0=0.146.Такое поведение характерно для лантановых соединений;для иттриевых[2]T_N практически не меняется при X<0.2,а при 0.2<X<0.4 меняется так же резко,как и в La_2CuO_{4-y}.Эту особенность можно объяснить нелинейной зависимостью C=C(X) для $YBa_2Cu_3O_{6+x}$.Возможен простой механизм возникновения дырок с изменением X[4].Кислород в плоскостях CuO_x,превращаясь в ион O^{2-},связывает два ближайших иона меди,перезаряжая их($Cu^+ \to Cu^{2+}$).Присоединяясь к комплексам $Cu^{2+}O^{2-}Cu^{2+}$,кислород перезаряжает один ион Cu и образует одну дырку в плоско-

кости CuO_2. Считая случайным распределение кислорода в цепочках CuO (но не полагая $X \ll 1$), можно найти, что $C = X^2$ и концентрация Cu^+ в цепочках $n = (1-X)^2$. Найденные зависимости $T_H(C(X))$ и $n(X)$ хорошо согласуются с экспериментальными [2,4] при $X < 1/2$. При $X > 1/2$ теоретические зависимости $C(X)$ и $n(X)$ качественно воспроизводят экспериментальные при учете взаимодействия между соседними кислородами в цепочках и между цепочками.

Рассчитано взаимодействие фрустраций и распределение намагниченности около них в классической модели плоскостей CuO_2, в которой угол φ между намагниченностью и осью анизотропии описывается уравнением $J\Delta_2\varphi = \beta \sin 2\varphi$. В точке фрустрации обменный интеграл J заменяется на J_I с противоположным знаком. В ВТСП-системах $|J_I| \gg J \gg \beta$. В 1D-модели фрустрации существуют лишь при $|J_I| > J_0 = \sqrt{\beta J/2}$ и энергия фрустрации $E = 2J_I(1 - J_0/J_I)^2$. Возможны фрустрации разного знака с $\varphi_{+0} - \varphi_{-0} = \pm\Delta$. В граничном условии $\varphi'_{+0} = \varphi'_{-0} = -(J_I/J) \cdot \sin(\varphi_{+0} - \varphi_{-0})$ нелинейность учитывается полностью, но уравнение для можно линеаризовать при $|J_I| \gg J$. Изменение намагниченности в фрустрации $\delta M_z = \pi^2 l_0/8 \sim l_0 \gg 1$, где $l_0 = \sqrt{J/\beta}$. Фрустрации разного знака притягиваются и притяжение может оказаться существенным для связывания дырок. Энергия взаимодействия $E_{B3} = -(\pi^2 J_0/2)(1 - th(L/2l_0))$. При сближении фрустраций возникает конкурирующая возможность одним перевернутым спином, отличающаяся энергетически на β/J. Полученные результаты сохраняются в дискретной анизотропной XXY-модели. В 2D случае при $|J_I| \gg J$ и слабой анизотропии использовалось уравнение $J\Delta_2\varphi = J_I A(\vec{n}\vec{\nabla})\delta(\vec{r}_0)$, где $\vec{r}_0$ – центр фрустрации и $\vec{n}$ – ее вектор. Распределение намагниченности вокруг фрустрации $\varphi = B(\vec{n}\vec{r})r^{-2}$ с $B = -J_I A/2\pi J$ и граничное условие при $r = a_0$ задает значение $A = \pi a_0(1 + J_I a_0/\pi J))^{-1} \approx \pi^2 J/J_I$. Фрустрация аналогична анизотропному центру дилатации. Энергия взаимодействия фрустраций $E_{B3} = 2\pi B^2(\vec{n}_1\vec{n}_2 - 2(\vec{n}_1\vec{s})(\vec{n}_2\vec{s}))r^{-2}$, где $\vec{s}$ – единичный вектор вдоль направления между фрустрациями. Результаты качественно совпадают с полученными в работе [5].

1. Aharony A., Birgeneau R. // Phys. Rev. Lett. - 1988. - 60, N 13. - P. 1313 - 1330.
2. Tranquada J., Moudden A. // Phys. Rev. - 1988. - B38, N4. - P. 2477-2483.
3. Дунников А.А. // ЖЭТФ. - 1969. - 56, вып. 1. - С. 215-220.
4. Tranquada J. // Phys. Rev. B .-1988. - B38, N13. - P. 8893-8899.
5. Vannimenus J., Kirkpatrick S., Holdane F., Jayaprakash C. // Phys. Rev. 1989. - B39, N7. - P. 4634-4643.

С31 СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕГУЛЯРНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РЕШЕТКИ СЛАБОСВЯЗАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В.Н.Богомолов, В.В.Журавлев, Ю.А.Кумзеров, В.А.Пименов, С.Г.Романов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград

Актуальным направлением физики ультрадисперсных систем является получение и исследование джозефсоновских сред. Ранее, путем введения металла в полости, имеющиеся в решетке плотноупакованных шаров из SiO_2 /диаметр шаров 2500Å/, нами была получена система одинаковых металлических частиц / размер ~ 500Å /, связанных между собой тонкими мостиками /размер ~ 200Å/. Такая система представляет собой регулярный набор джозефсоновских микроконтактов [1]. Число мостиков в исследованных образцах достигало ~10^{12} /размеры образцов ~1x1.5x3 мм^3/.

На таких объектах был обнаружен ряд свойств, характерных для джозефсоновских систем /вид вольт-амперных характеристик, детектирование СВЧ излучения /[2].

В данной работе приведены результаты исследования ряда сверхпроводящих параметров таких систем. В частности, измерена температурная зависимость критического тока I_c для частиц In и Sn /пример для частиц Sn приведен на рис.А/. Из полученных данных следует, что характер температурных зависимостей качественно похож на такого рода зависимости, полученные на гранулированных системах. Излом в зависимости $I_c(T)$ возможно связан с наличием в системе двух типов сверхпроводящих областей /частицы и мостики/, отличающихся размерами.

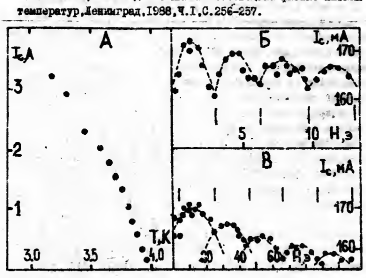
По зависимостям $I_c(T)$ были определены значения критических температур. Так у частиц In T_c изменяется в зависимости от геометрии матрицы от 3.5 до 3.9К / в массивном In T_c=3.41К/, у частиц Sn T_c~ 4.0К / в массиве T_c=3.72К/. Значения T_c, определенные бесконтактным методом, совпали с данными из зависимостей $I_c(T)$. Наблюдающееся увеличение T_c по отношению к массивному металлу вполне объяснимо в рамках хорошо известного размерного эффекта. Определенный по сдвиу T_c характерный размер составляет ~100Å, что близко к размеру мостиков.

На рис. Б,В приведена зависимость I_c от внешнего магнитного поля, перпендикулярного току. Характерной особенностью в этом

случае является осциллирующий характер зависимости $I_c(H)$. Выделены два периода: 3 эрст. в области малых полей /рис.Б/ и 22 эрст. в области больших полей /рис.В/. Если такая периодичность обусловлена квантованием проникающего в образец магнитного потока, то размер областей, связанных с захватом кванта потока, составляет ~25000Å для периода 3 эрст. и ~10000Å для периода 22 эрст., что превышает диаметр шара из SiO_2.

Таким образом, свойства исследованной системы близки к свойствам отдельного джозефсоновского контакта, что свидетельствует о высокой идентичности исходных частиц, образующих систему. Величина же критического тока значительно больше, чем у одиночного контакта и соответствует сумме токов большого числа параллельно включенных в образце микроконтактов. Соответственно выше также и относительная стабильность сверхпроводящих характеристик полученных объектов.

1. В.Н. Богомолов, В.В. Журавлев, А.И. Задорожний, Е.В. Колла, Ю.А. Кумзеров//Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.298-300.
2. В.Н. Богомолов, В.В. Журавлев, Ю.Н. Крашенинников, Ю.А. Кумзеров, С.Г. Романов, Тезисы докл. XXV Всес. совещ. по физике низких температур, Ленинград, 1988, ч.I, с.256-257.



c

C32 ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМЕ ГРАНУЛИРОВАННАЯ ПЛЕНКА ВТСП-ПОДЛОЖКА

В.Н.Богомолов,Ю.А.Кумзеров,С.В.Разумов,С.Г.Романов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР,Ленинград

Гранулированная пленка ВТСП в токовом резистивном состоянии является активной средой,генерирующей электромагнитное излучение с шумоподобным спектром. Однако,если нагрузить такой генератор на высокодобротный резонатор,роль которого может играть подложка,то в системе будут эффективно возбуждаться колебания только на собственных частотах резонатора.Кроме того,в многосвязных неупорядоченных джозефсоновских системах /МДС/, мощность генерации на резонансных частотах будет дополнительно увеличиваться за счет эффекта самосинхронизации.

В настоящей работе были использованы Bi-содержащие пленки ВТСП толщиной около 10 мкм,нанесенные на подложки из MgO / ε =10/,имевшие правильную геометрическую форму.Данные по генерации СВЧ излучения в исследованных системах были получены косвенным методом по результатам измерения вольт-амперных характеристик /ВАХ/ 4-х контактным методом,первой и второй производных / U_{ω}, $U_{2\omega}$ / ВАХ,полученных аналоговым дифференцированием ВАХ и откликов ΔU на внешнее амплитудномодулированное СВЧ излучение.Измерения были проведены при T=4.2K.

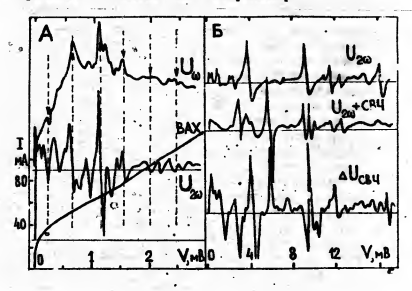
На рис.А приведены типичная ВАХ /начальный участок/ и соответствующие ей зависимости U_{ω} и $U_{2\omega}$. Среди имеющихся на U_{ω} особенностей можно выделить строго периодичную по напряжению последовательность особенностей.Принимая во внимание специфику системы,естественно связать эту последовательность с гармоническим рядом частоты основного резонанса подложки $f_0 \sim \frac{1}{\varepsilon d}$, d - толщина подложки/число гармоник в такой системе может доходить до 10^3/.В этом случае периоду 0.5 мВ соответствует синхронная работа 10 последовательно включенных контактов,что не противоречит структуре образца /на длине перетяжки между потенциальными контактами умещается последовательно около 30 гранул/.

Структура ВАХ устойчива по отношению к внешним воздействиям /магнитное поле,тепло,электромагнитное излучение оптического диапазона/,интенсивность которых недостаточна для кардинального изменения ВАХ.Однако,значительно меньшее по мощности воздействие внешнего СВЧ поля вызывает индуцирование новых осо-

бенностей, перераспределение интенсивностей прежних, расщепление ряда особенностей /рис.Б/. Наиболее вероятный механизм этого взаимодействия: умножение частоты внешнего сигнала f_c в сильно связанной с резонатором МДС, выделение резонатором к-гармоники kf_c в случае $kf_c = nf_o$, вложение части энергии внешнего сигнала в синхронизацию МДС, самодетектирование МДС излучения с частотой nf_o. Этому механизму отвечает независимость положения индуцированных особенностей от f_c в исследованном диапазоне от I до IO ГГц.

Отклик МДС на внешний СВЧ сигнал $\Delta U_{СВЧ}$ в первом приближении соответствует структуре $U_{2\omega}$ /рис.А,Б/. Однако, для индуцированных особенностей не воспроизводится интенсивность разнополярных выбросов /рис.Б/, т.е. здесь возможен вклад механизма отклика $\Delta U_{СВЧ} \sim U_{\omega}$.

Совокупность приведенных данных свидетельствует в пользу представления о возбуждении вынужденных колебаний в системе пленка ВТСП - диэлектрическая подложка на дискретных частотах, определяемых собственными частотами резонатора.



С33 ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ЭКРАНАХ ИЗ Y и Bi КЕРАМИКИ

Бондаренко С.И., Волотина Н.И., Тильченко Е.Н. (ФТИНТ АН УССР);
Бондаренко С.И., Конониок И.Ф., Махнач Л.В. (ИОНХ АН БССР)

В представленной работе в сверхпроводящих магнитных экранах из ВТСП керамики измерена спектральная плотность шума магнитного поля. Измерялись продольные и поперечные компоненты поля. Экраны охлаждались до T = 77К в поле 2 мЭ. При этом шумы измерялись для ряда случаев: на сверхпроводящие экраны накладывалось последовательно несколько значений внешнего магнитного поля в диапазоне 0 – 9 Э. Измерителем магнитного поля являлся миниатюрный датчик-феррозондовый магнитометр, находящийся внутри экрана, сигнал с него подавался на анализатор сигналов РМ3360 фирмы "Philips". Собственный шум феррозондового магнитометра, помещенного в сверхпроводящий свинцовый экран во всей области частот от 0,05 до 100 Гц белый, его уровень δH колеблется от 8.10^{-7}Э/$\sqrt{Гц}$ до $1,5.10^{-6}$Э/$\sqrt{Гц}$.

Исследовались только экраны, для которых значения коэффициентов экранирования $K_{\parallel}$ и $K_{\perp}$ по продольной и поперечным составляющим магнитного поля /I/ совпадают с теоретически рассчитанными. На рис.I приведены зависимости спектральной плотности шума δH от частоты для Bi экрана (кривые а,б) и Y-экрана (кривые в и г). Из рис. видно, что область $1/f$ шума для Bi -

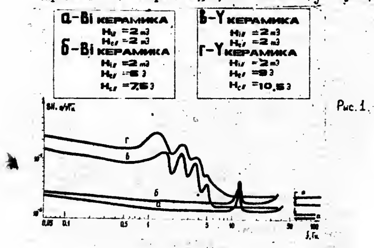


Рис.1.

экрана начинается с частот f =0,5 Гц, а для Y-экрана - f =7 Гц.

Увеличение внешнего магнитного поля почти до уровня критического (H_{cI}), когда начинается проникновение магнитного поля в экран, лишь немного повышается уровень шума. Аналогичные кривые получены и для поперечного магнитного поля $\delta H_{\perp}$. Здесь следует отметить, что для всех изученных экранов уровень шума $\delta H_{\perp}$ ниже, чем $\delta H_{\parallel}$.

На рис. 2 приведена зависимость спектральной плотности шума $\delta H_{\parallel}$ для Bi -экрана для 2-х температур (кривая а- 77К, б- Т~100-102К) в области частот 0,05-8 Гц. Из рис. видно, что уровень шума $\delta H_{\parallel}$ для Bi -екрана при Т ~ 100 К при f=0,06Гц совпадает с уровнем шума Y -экранов при той же частоте при температуре Т = 77К. Полученные температурные зависимости указывают на то, что природа наблюдаемого большого $1/f$ шума при низких частотах f~0,06Гц -температурная, связана с близостью температуры экранов к температурам их переходов норм. металл- сверхпроводник (T_c Y-керамики ~ 92 ±2К; T_c Bi керамики ~ 110- 2 К).

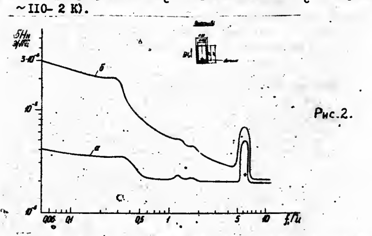


Рис.2.

Значительный $1/f$ шум может быть связан с теорией многоуровневой системы и межуровневых переходов Гальперина в ВТСП-керамике /2/.

1. Бондаренко С.И., Шеремет В.И.-Применение сверхпроводимости в магнитных измерениях.Л., Энергоатомиздат, 1982.

2. Гальперин Ю.М., Карпов В.Г, Козуб В.И. ЖЭТФ-1989-95, вып.3, с.1123-1128.

C34

МАГНИТНЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ Y-Ba-Cu-O

С. Б. Борисов, И. Л. Любчанский (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)
В. Л. Соболев (Институт монокристаллов АН УССР, Харьков)

В [1,2] сообщалось о наблюдении при комнатной температуре T генерации второй оптической гармоники в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) La-Sr-Cu-O [1] и Y-Ba-Cu-O [2]. Исследованные ВТСП-соединения в резистивном состоянии (т.е. при $T > T_c$, T_c – температура сверхпроводящего перехода) центросимметричны. Поэтому, исходя из симметрийных соображений, можно заключить, что генерация второй гармоники (ГВГ) в La-Cu-O и Y-Ba-Cu-O в дипольном приближении запрещена. Т.е. компоненты тензора нелинейной оптической восприимчивости (НОВ) $\chi^{(d)}_{ijk}$, характеризующего ГВГ, тождественно обращаются в нуль [3]. В этом случае процесс ГВГ может быть описан при учете тензора квадрупольной НОВ $\chi^{(Q)}_{ijk}$.

Известно, что при $T > T_c$ в La-Cu-O и Y-Ba-Cu-O ионы меди антиферромагнитно упорядочены [4]. Учет магнитного упорядочения может понизить симметрию исследуемых веществ и привести к исчезновению центра инверсии (т.е. к снятию запрета на ГВГ в дипольном приближении). Аналогичная ситуация для редкоземельных магнетиков типа RMO_3 (R – редкоземельный ион Y, Dy, Er или др., M – ион Fe или Mn) с пространственной симметрией $D^{(16)}_{2h}$ исследована в нашей работе [5]. В [5] показано, что магнитное упорядочение Dy или Ho в редкоземельной подсистеме снимает запрет на ГВГ в дипольном приближении в этих центросимметричных кристаллах.

В La-Cu-O ионы меди находятся в центросимметричных позициях, поэтому в магнитоупорядоченном состоянии центр симметрии в этом ВТСП не исчезает. Другая ситуация имеет место в Y-Ba-Cu-O. Здесь ионы Cu(2) расположены в нецентросимметричных позициях, следовательно при определенных типах магнитного упорядочения меди центр симметрии в Y-Ba-Cu-O может исчезнуть.

Проведен теоретико-групповой анализ тензора НОВ $\chi^{(d)}_{ijk}$ для тетрагональной модификации Y-Ba-Cu-O при учете магнитного упорядочения. Если в этом соединении реализуется магнитная структура

типа $L_2 = S_1 + S_2 - S_3 - S_4$ (здесь S_i - спины ионов меди в i-й позиции) [4], то только в линейной по L_2 части $\chi^{(d)}_{ijk}$ отличными от нуля будут следующие компоненты [6]:

$$A_1:\ \chi^{(d)}_{xyz} = -\chi^{(d)}_{yzx},\ \chi^{(d)}_{xzy} = -\chi^{(d)}_{yzx},\ \chi^{(d)}_{zxy} = -\chi^{(d)}_{zyx}.$$

$$E\ \begin{cases} E_1:\ \chi^{(d)}_{xxx},\ \chi^{(d)}_{xyy},\ \chi^{(d)}_{yxy},\ \chi^{(d)}_{yyx},\ \chi^{(d)}_{xzz},\ \chi^{(d)}_{zxz},\ \chi^{(d)}_{zzx}. \\ E_2:\ \chi^{(d)}_{yyy},\ \chi^{(d)}_{yxx},\ \chi^{(d)}_{xyx},\ \chi^{(d)}_{xxy},\ \chi^{(d)}_{yzz},\ \chi^{(d)}_{zyz},\ \chi^{(d)}_{zzy}. \end{cases}$$

В начале каждой из строк указаны одномерное (A_1) и двумерное (E) неприводимые представления по которым преобразуются компоненты L_2, L_{2z} по A_1, L_{2y} и L_{2x} по E_1 и E_2 соответственно [4,6].

На основании экспериментальных данных в [7] показана возможность антиферромагнитного упорядочения Cu(1) при T < 40K. Для соответствующих магнитных конфигураций также, как и в [6], исследована форма тензора НОВ.

1. Головашкин А.И., Горелик В.С., Агальцов А.М., Иванченко О.М., Мицен К.В. //Письма в ЖЭТФ.-1987.-46, вып.4.-С.155-157.
2. Ахманов С.А., Говорков С.В., Коротеев Н.И., Петров Г.И., Шумай И.Л., Яковлев В.В. //Изв. АН СССР, сер. физ.-1989.-53, вып.4.-С.762-768.
3. Шен И.Р. Принципы нелиненой оптики.-М.: Мир,1989.-410с.
4. Baryakhtar V.G., Loktev V.M., Yablonskii D.A. //Physica C. - 1988.-156, N4.-P.667-678.
5. Ахмедиев Н.Н., Борисов С.Б., Звездин А.К., Любчанский И.Л., Мелихов Ю.В. //ФТТ.-1985.-27, вып.4.-С.1075-1078.
6. Борисов С.Б., Любчанский И.Л., Соболев В.Л. //ФТТ.-1989.-31, вып.9.-С.174-178.
7. Vitebskii I.M., Kolotii O.D., Lavrinenko N.M., Seminozhenko V.P., Sobolev V.L. //Preprint ISC - 89-24.- Kharkov: Institute for Sindle Crystals, 1989.-13p.

С35 # О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

В.А.Борисюк (Институт физики им. Л.В.Киренского СО АН СССР, г.Красноярск)

В высокотемпературных сверхпроводниках аномально мал изотопический эффект. Поэтому предлагаются различные механизмы сверхпроводимости, в которых фононы не играют существенной роли. Один из таких наиболее многообещающих механизмов - сверхпроводимость на основе модели Хаббарда. Гамильтониан Хаббарда имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_{ij\sigma} t_{ij} a^{+}_{i\sigma} a_{j\sigma} + U \sum_{i} a^{+}_{i\uparrow} a_{i\uparrow} \cdot a^{+}_{i\downarrow} a_{i\downarrow}, \qquad (1)$$

где величина $U > 0$, она характеризует взаимодействие электронов на одном центре, $a^{+}_{i\sigma}, a_{i\sigma}$ - обычные фермиевские операторы рождения и уничтожения электронов на узле i со спином σ. Узлы i образуют решетку. Первый член в (1) описывает кинетическую энергию электронов. Обычно $t_{ij} = t$ для ближайших соседей, в остальных случаях $t_{ij} = 0$.

При исследовании гамильтониана Хаббарда развиваются различные подходы. Предложена теория RVB Андерсона. Основные представления теории изложены в работе /1/. Райсом /2/ и Фулде /3/ приведен краткий обзор работ как по теории RVB, так и по другим подходам в теории высокотемпературных сверхпроводников. Зайцев и Иванов /4/, по-видимому, одни из первых применили гамильтониан Хаббарда для исследования высокотемпературных сверхпроводников. Используя гамильтониан Хаббарда (1), они показали, что критическая температура T_c и сверхпроводящая щель Δ определяются выражениями:

$$T_c \sim \Delta \sim W, \quad W = 2zt, \qquad (2)$$

где W - это ширина хаббардовской зоны, z - число ближайших соседей. Позднее подобные же результаты были получены Плакидой и Стасюком /5/.

Как в работе /4/, так и в работе /5/ было использовано приближение, которое обычно называют "приближением Хаббард I" /6/. Однако результаты (2) физически непонятны. Возникает ряд вопросов - каким образом сильное кулоновское отталкивание электронов на одном центре привело к эффективному притяжению элект-

ронов и.к образованию куперовских пар? Поэтому было бы целесообразно рассмотреть вопрос о сверхпроводимости в модели Хаббарда с помощью других подходов. В данной работе предлагается самосогласованный подход, с помощью которого найдена энергия системы. Вычислена энергия одной дырки E_1, а также энергия двух дырок E_2. Найдена разность энергий $(2E_1 - E_2)$. Оказывается, что

$$(2E_1 - E_2) \to 0 \quad \text{при} \quad N \to \infty, \qquad (3)$$

где N – число узлов в решетке. Таким образом, для бесконечной решетки эти энергии ($2E_1$ и E_2) равны. Это означает, что в системе отсутствует связанное состояние двух частиц (куперовские пары), а, следовательно, нет и сверхпроводимости. Таким образом, разные приближения при рассмотрении гамильтониана Хаббарда приводят к противоположным ответам.

I. Anderson P.W.//Science.-1987.-235.-p.1196-1198.
2. Rice T.T.//Z.Phys.-1987-68 -p.9.
3. Fulde P.// Physica C. -1988-153-155 -p.1769-1774.
4. Зайцев Р.О., Иванов В.А. // ФТТ. - 1987. - 29, вып. 8. - с. 2554-2556; вып. 10. - с. 3111-3119.
5. Plakida N.M., Stasyuk I.V.// Mod.Phys.Lett. B -1988.-2 - p.969.
6. Hubbard J.// Proc. Roy. Soc.A.-1963 .-276-p. 238.
7. Hubbard J.//Proc. Roy. Soc.A.-1964.-281-p.401.

С36 **АНИЗОТРОПИЯ КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ И $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ ПОД ДАВЛЕНИЕМ**

С.Л.Будько, А.Г.Гапотченко, Е.С.Ицкевич, А.Е.Лушов
(ИФВД АН СССР, Троицк Московской обл.)

В работе исследовалось изменение температуры сверхпроводящего перехода T_c и критического поля необратимости $\tilde{H}_{c2}$ монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (BSCCO) под гидростатическим давлением до 2.0-2.5 ГПа. Измерения проводились индуктивным методом аналогично /I/ для двух ориентаций магнитного поля относительно базисной плоскости кристалла (H∥(ab),H⊥(ab)).

Для обоих веществ T_c возрастает под давлением, ширина перехода при этом заметным образом не меняется. Приложение давления приводит к смещению кривых $\tilde{H}_{c2}(T)$ вдоль оси T без существенного изменения их формы. Экспериментальные результаты по барическим зависимостям приведены в таблице.

	dT_c/dP K/ГПа	dH_{c2}/dP Тл/ГПа	H_{c2} P=0 Тл	$\frac{d\ lnH_{c2}}{d\ P}$ ГПа$^{-1}$
YBCO		T=85 K		
H∥(ab)	1.0±0.2	1.1±0.2	5.69	0.19
H⊥(ab)	1.0±0.2	0.96±0.2	1.96	[illegible].48
BSCCO		T=35 K		
H∥(ab)	3.8±0.5	1.6±0.2	2.1	0.76
H⊥(ab)	3.0±0.5	0.3±0.1	1.1	0.27

Результат представления кривых $\tilde{H}_{c2}(T)$ для обеих ориентаций в BSCCO в виде $1-t=\alpha H^q$, $t=T/T_c$ указывает на существование двух областей магнитного поля $H<H^*$ и $H>H^*$ (H^*=0.5-1 Тл), в которых показатели степени q различны, что,возможно, обусловлено наличием двух механизмов пиннинга (дающих слабый и сильный пиннинг), особенно для ориентации поля, параллельной медь-кислородным плоскостям.

Для BSCCO проведены измерения $\tilde{H}_{c2}(T)$ при различных частотах модуляции. Температура сверхпроводящего перехода в фиксиро-

ванном магнитном поле возрастает с увеличением частоты, что качественно совпадает с результатами теоретического и экспериментального рассмотрения линий необратимости с учетом крипа потока /2,3/. Давление смещает кривую $T_c^H(f)$ без заметного изменения ее формы, что, по-видимому, свидетельствует о нечувствительности потенциала пиннинга к гидростатическим давлениям в указанном диапазоне.

Сильная анизотропность критических параметров монокристаллов YBCO и BSCCO проявляется и в барических зависимостях. Из литературы известно, что анизотропия постоянных решетки c/a и удельного сопротивления в нормальном состоянии $\rho^{\parallel}/\rho^{\perp}$ уменьшается под давлением для обоих ВТСП. Результаты настоящей работы (см. табл.) показывают, что для YBCO при фиксированной температуре (T=85 K) отношение барических производных $(d\ ln\ \tilde{H}_{c2}^{\parallel}/d\ P)/(d\ ln\ \tilde{H}_{c2}^{\perp}/d\ P)=0.45<1$. Таким образом под давлением анизотропия критического поля в YBCO уменьшается. В BSCCO наоборот, $(d\ ln\ \tilde{H}_{c2}^{\parallel}/d\ P)/(d\ ln\ \tilde{H}_{c2}^{\perp}/d\ P)=2.8>1$ (при T=35 K), т.е. анизотропия критического поля под давлением увеличивается. Поскольку, согласно имеющимся литературным данным, потенциалы пиннинга и жесткость решетки вихревых нитей в обоих типах ВТСП для ориентации H∥(ab) в несколько раз выше, чем для H⊥(ab), то столь различное поведение анизотропии критического поля под давлением, по-видимому, определяется отличием существенно более двумерного характера сверхпроводимости в BSCCO от преимущественно трехмерного в YBCO

1. Bud'ko S.L., Gapotchenko A.G., Itskevich E.S. // Sol. St. Comm.- 1989.- 69, N4.- 387-389.
2. Malozemoff A.P., Worthington T.K., Yeshurun Y. et al // Phys.Rev.B.- 1988.- 38, N10.- 7203-7206.
3. van den Berg J., van der Beek C.J., Kes P.H. et al // Supercond.Sci.Techn.- 1989.- 1, N5.- 249-253.

37 ВЛИЯНИЕ МЕТАМАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА НА ВИХРЕВУЮ ФАЗУ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. И. Буздин, С. С. Кротов, Д. А. Купцов
(Физический факультет МГУ им М. В. Ломоносова, Москва)

К настоящему времени синтезировано значительное число магнитных сверхпроводников. Ряд тройных редкоземельных соединений, а также ВТСП $ReBa_2Cu_3O_x$ (Re=Gd,Dy,...) обладают антиферромагнитным упорядочением в сверхпроводящем состоянии. Как показали эксперименты [1], в соединении $DyMo_6S_8$ происходит метамагнитный переход в полях, меньших H_{c2}. Спин-флоп (СФ) переход обнаружен также в $GdBa_2Cu_3O_x$ [2]. Скачок намагниченности при метамагнитном (или СФ) переходе, который происходит в поле H_m, может привести в присутствии сверхпроводимости к интересным эффектам.

В случае $H_{c1}<<H_m<<H_{c2}$, соответствующем $GdBa_2Cu_3O_x$, в точке СФ перехода вихревая решетка является плотной, и экранировкой поля сверхпроводящими токами можно пренебречь. Поскольку СФ переход происходит первым родом, в образцах с ненулевым размагничивающим фактором n он должен приводить к образованию доменной структуры [3]. Будем считать, что внешнее поле H_{ext} направлено вдоль легкой оси магнитной подсистемы. Условием равновесия фаз при СФ переходе является постоянство внутреннего поля H_i в образце: $H_i=H_m$. В то же время, $H_i=H_{ext}-4\pi n\langle M\rangle$, где $\langle M\rangle$-средняя намагниченность. Из приведенных соотношений нетрудно заключить, что в случае n≠0 весь объем образца не может одновременно перейти в СФ фазу. В СФ фазе находится часть образца, равная $x=(H_{ext}-H_m)/4\pi nM_o$, где M_o- намагниченность в этой фазе.

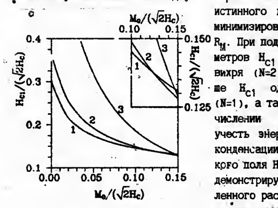
Поскольку магнитное поле B различно в соседних доменах, плотность вихрей $n_L=B/\phi_o$ (ϕ_o-квант потока) оказывается модулированной. Нетрудно показать, что отношение периодов вихревой решетки в соседних доменах равно $d_{AF}/d_{SF} = \sqrt{1+4\pi M_o/H_m}$. Оценка для $DyMo_6S_8$ (H_m=200 Ое, $4\pi M_o\sim10^4$ Ое) дает: $d_{AF}/d_{SF}\sim 7$. В случае, когда гистерезисные эффекты (пиннинг вихрей) не слишком велики, модуляцию плотности вихрей можно было бы обнаружить в экспериментах по дифракции нейтронов или магнитооптическими методами.

В отличие от рассмотренного выше случая, при $H_{c1}>H_m$ метамагнитный переход может происходить лишь в области вблизи кора вихря. Впервые на возможность возникновения одноквантовых вихрей такого типа было указано в [4]. В то же время, как показывают

результаты проведенных нами расчетов, при определенных условиях энергетически выгодными оказываются необычные двухквантовые вихри с магнитной сердцевиной. Область метамагнитного перехода представляет собой цилиндр радиуса R_M, ось которого совпадает с осью вихря. Считая сверхпроводящие свойства изотропными, в случае $T_N \sim T_c$ (T_N-температура Нееля, T_c-температура сверхпроводящего перехода) свободную энергию можно записать в виде:

$$F = \int \{a|\psi|^2+\frac{b}{2}|\psi|^4+\frac{1}{4m}|(\nabla-\frac{2ie}{c}A)\psi|^2+\frac{(B-4\pi M)^2}{8\pi}+\frac{\beta M^2}{2}-\frac{BH_{ext}}{4\pi}\}d^3r,$$

где ψ - параметр порядка сверхпроводимости, M - намагниченность, A - векторный потенциал, а слагаемое $\beta M^2/2$ учитывает увеличение обменной энергии в области метамагнитного перехода. Нижнее критическое поле определяется из условия равенства энергий вихря и мейсснеровской фазы. Вследствие условия квантования потока влияние метамагнитной области приводит к уменьшению B при $R>R_M$ и поэтому понижает свободную энергию вихря. Для получения истинного поля H_{c1} необходимо минимизировать F относительно R_M. При подходящем выборе параметров H_{c1} для двухквантового вихря (N=2) оказывается меньше H_{c1} одноквантового вихря (N=1), а также поля H_m (при вычислении которого следует учесть энергию сверхпроводящей конденсации) и термодинамического поля H_c. Такую возможность демонстрируют результаты численного расчета, приведенные на рисунке для значения параметра Гинзбурга-Ландау $\kappa=3$ и $\beta=0.01$ (кривая 1 соответствует полю H_{c1}(N=1), кривая 2 - полю H_{c1}(N=2), кривая 3 - полю H_m).



1. Ishikawa M.,Muller J.//Sol.St.Comm.-1978.-27.N8.-761-766.
2. Дьяконов В.П., Левченко Г.Г., Маркович В.И. и др. //Материалы II Всесоюзной конференции по ВТСП, Киев, 1989. Звягин А.И., Степанов А.А., Хацько Е.Н. и др. //ibid.
3. Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Яблонский Д.А. //УФН.-1988.-156, вып.1.-С.117-136.
4. Krzyszton T. //Phys. Lett. -104A, N4.-P.225-227.-1984.

C38 О ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА В ВИХРЕВУЮ ФАЗУ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.И.Буздин, А.Д.Симонов
(Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова)

В анизотропных слоистых сверхпроводниках отношение полей H_{c2}/H_{c1} сильно зависит от ориентации поля-оно максимально для поля, параллельного слоям и минимально для перпендикулярной ориентации поля [1]. При этом возможна ситуация, когда в параллельном поле сверхпроводящий переход происходит II родом ($H_{c2}>H_{c1}$), а в перпендикулярном поле- I родом ($H_{c2}<H_{co}$, где H_{co} - термодинамическое критическое поле). Такой случай реализуется, например, в C_8K ($T_c\approx 0.2$ K [2]). Необычное поведение сверхпроводников данного типа и будет рассмотрено ниже с использованием функционала Гинзбурга-Ландау с анизотропной "эффективной" массой

$$F = a|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{4m_i}|(\nabla_i - \frac{2ie}{c}A_i)\psi|^2 + \frac{B^2}{8\pi} \quad (1)$$

где $m_i=(m_x,m_y,m_z)$-главные значения тензора "обратных эффективных масс", ($m_x=m_y=m_{\parallel}$, $m_z=m_{\perp}$) и подразумевается сильная анизотропия

$$k^2 = m_{\parallel}/m_{\perp} = (\xi_{\parallel}/\xi_{\perp})^2 = (\lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel})^2 \gg 1 \quad (2)$$

Здесь $\xi_{\parallel}$ ($\xi_{\perp}$) - корреляционная длина вдоль (перпендикулярно) слоям, а $\lambda_{\parallel}$ ($\lambda_{\perp}$) - глубина экранирования поля для случая, когда экранирующие токи текут параллельно (перпендикулярно) слоям. Анализируемая нами ситуация соответствует выполнению условий

$$\xi_{\perp} \ll \lambda_{\parallel} \ll \xi_{\parallel} \ll \lambda_{\perp}$$

Известно, что в наклонном поле (за исключением малой окрестности углов вблизи нуля) вихри практически параллельны слоям [1](т.к. $k^2\gg 1$) и выполнено условие $H_{c1}(\varphi)<H_{co}$. Данное обстоятельство означает, что вихри должны проникать в сверхпроводник в поле H_{co} и это поле уже не будет истинным полем перехода I рода. Таким образом, в наклонном поле будет происходить переход I рода в вихревое состояние и поле перехода H_c должно быть выше H_{co} и зависеть от угла φ.

Для расчета поля $H_c(\varphi)$ используем потенциал Гиббса вихревой решетки, ориентированной под углом θ к оси анизотропии [3]

$$\Phi_s = -\frac{1}{8\pi}H_{co}^2 + \frac{1}{8\pi}B^2 + \frac{1}{4\pi}BB_o(\varepsilon^2 \sin^2\theta + k^2\cos^2\theta)^{1/2} - \frac{1}{4\pi}HB\cos(\theta-\varphi) \quad (4)$$

Минимизируя (4) по B и θ и приравнивая Φ_s потенциалу Гиббса нормальной фазы $\Phi_N=-H^2/8\pi$, находим поле перехода I рода

$H_c(\varphi) \approx H_{co}/\cos\varphi$. В поле перехода выполняется условие $\operatorname{tg}\theta \approx k\zeta_{||}/\lambda_{||} \gg k$, т.е. $\theta \approx \pi/2$ - вихревая структура ориентирована вдоль слоев. Поле перехода $H_c(\varphi)$ действительно превосходит H_{co}. Зависимость $M(H)$ представлена на рис.1. Физически рассматриваемые особенности магнитных свойств обусловлены отсутствием экранировки параллельной слоям компоненты поля.

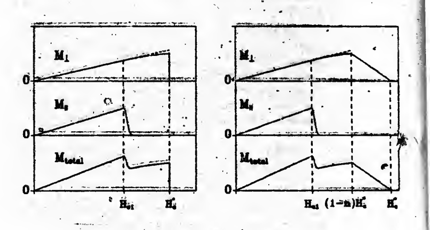
В случае эллипсоида вращения, ось которого совпадает с осью ν (размагничивающий фактор $n=n_{||}$) в интервале полей $(1-n)H_c \le H \le H_c$ должно существовать промежуточное состояние. Подчеркнем, что в отличие от обычного промежуточного состояния в рассматриваемом случае будет возникать доменная структура с чередованием нормальных и вихревых доменов. Ориентация доменных стенок будет практически параллельной оси анизотропии, а зависимость $M(H)$ в промежуточном состоянии имеет характерный вид(см. рис.2)

$$M = M_{||} = \frac{\cos\varphi}{4\pi n}(H_c(\varphi) - H)$$

Наличие необычного промежуточного состояния вихревого типа в наклонном поле в C_8K на наш взгляд можно обнаружить как путем измерения зависимости $M(H)$ или магнитооптическими методами.

1. Балацкий А.В. и др.// ЖЭТФ.- 1986.- 90, вып.4.-стр. 1478-1486.
2. Koike Y. et. al // Physica B. - 1980.- B99, No2.- pp.503-512.
3. Минц Р.Г. // ФТТ.- 1988.- 30, N№8.- стр. 2512-2513.

РИС. 1. РИС.2.



ОСОБЕННОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ НАКЛОННЫХ ВИХРЕЙ В СЛОИСТЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

А.И.Буздин, А.Ю.Симонов
(Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова)

Специфика наклонных абрикосовских вихрей в слоистых сверхпроводниках состоит в том, что экранирующие токи текут в основном в плоскости слоев, а не в плоскости, перпендикулярной оси вихря, как в обычных изотропных сверхпроводниках.

Как известно [1-2], в Фурье-представлении задача о распределении магнитного поля $\vec{h}_{\vec{k}}$ наклонного вихря имеет точное решение

$$\mathrm{I}\vec{h}_{\vec{k}}=\frac{\Phi_0}{\lambda^2}\,\frac{\lambda^{-2}+(q^2+Q^2)(1+\epsilon\,\nu_z^2)}{(\lambda^{-2}+q^2+Q^2)[\lambda^{-2}+(1+\epsilon)q^2+(1+\epsilon\nu_z^2)Q^2]}\;, \qquad (1)$$

где $m_\perp$ и $m_\parallel$ - главные значения тензора "обратных эффективных масс" вдоль (перпендикулярно) оси анизотропии $\vec{\nu}$, $\vec{\mathrm{I}}$-единичный вектор вдоль оси вихря, $\nu_z^2=(\vec{\nu}\vec{\mathrm{I}})^2=\cos^2\theta$, $k_x=Q$, $k_y=q$, ось x лежит в плоскости $(\vec{\nu},\vec{\mathrm{I}})$, $\epsilon=(m_\perp/m_\parallel)-1>0$ и $\lambda^{-2}=8\pi|\Psi|^2e^2/mc^2$.

В случае наклонного вихря появляется выделенная плоскость $(\vec{\nu}\vec{\mathrm{I}})$ и минимальной энергией обладает не уединенный вихрь, а вихрь в составе вихревой цепочки, лежащей в плоскости $(\vec{\nu}\vec{\mathrm{I}})$. Энергию вихря в составе такой цепочки с периодом a можно записать в виде

$$E_v=E_v^0+\frac{\Phi_0}{8\pi}\left(\frac{1}{a}\sum_{Q=\frac{2\pi n}{a}}\int\frac{dq}{2\pi}\mathrm{I}\vec{h}_{qQ}-\iint\frac{dq\,dQ}{(2\pi)^2}\mathrm{I}\vec{h}_{qQ}\right) \qquad (2)$$

где $\tilde{a}=a/\lambda$, $b=(1+\epsilon\nu_z^2)^{-1/2}$, E_v^0- энергия уединенного вихря. Как можно видеть из (2), при $\tilde{a}\gg1$ вклад от энергии взаимодействия вихрей отрицателен и минимальной E_v соответствует конечное $\tilde{a}$. Этот результат согласуется с выводом работы [3] об инверсии магнитного поля наклонного вихря на больших расстояниях.

Поскольку минимальной энергией обладает вихрь в составе цепочки, то нижнее критическое поле H_{c1} должно находиться не для уединенного вихря, а для вихревой цепочки. Задача о равновесной энергии вихря в составе такой решетки решается численной минимизацией (2) по $\tilde{a}$, в результате чего находится равновесный период $\tilde{a}_M$ вихревой цепочки. Как видно из полученных результатов, энергия вихря уменьшается наиболее сильно в области углов θ около 60°, но это уменьшение сравнительно невелико- выражение

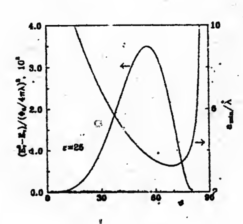
для E_v^0 [1] содержит большой множитель $\ln\varkappa$, отсутствующий в $E_v(\theta)-E_v^0(\theta)$. Тем не менее данное обстоятельство означает, что поле H_{c1} уменьшится и соответствует проникновению в образец именно цепочек вихрей.

В полях несколько выше H_{c1} возникает система параллельных цепочек: период вихрей $a_м$ в первом приближении не меняется, а расстояние между цепочками L определяется силой их взаимного отталкивания. Индукция в в полях, чуть превышающих H_{c1} будет

$$B=\frac{\Phi_0}{a\lambda\sqrt{1+\epsilon}}\ln^{-1}\left[\frac{\Phi_0\nu_x^2}{2a\lambda(1+\epsilon)}(H-H_{c1})^{-1}\right] \quad (3)$$

В слоистых ВТСП типа $(Re)Ba_2Cu_3O_7$ $\epsilon\approx25$ [4] и в этом случае (см. рис.) можно ожидать заметного уменьшения энергии вихря в цепочке при угле $\theta\approx60^0$ и появления далеко отстоящих друг от друга цепочек вихрей с периодом $a\approx2\lambda$ (для $YBa_2Cu_3O_7$ $\lambda\sim500A$ [4]).

1. Балацкий А.В. и др.// ЖЭТФ.- 1986.- 90, No4.-стр. 1478-1486
2. Kogan V.G. //Phys.Rev B.- 1981.- 24, No3.- pp.1572-1575.
3. Гришин А.М., Мартынович А.Ю., Ямпольский С.В.// Тезисы 2-го Всесоюзного совещания по физике ВТСП, Киев 1989, стр.62.
4. Farrell D.E. et.al. // Phys.Rev.Lett.- 1988.- 61, No24 - 2805-2809.



C10 **СВИДЕТЕЛЬСТВА ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФОНОННЫХ СПЕКТРАХ $Y_1Ba_2Cu_3O_x$**

В. М. Бурлаков, К. В. Крайская*, А. Г. Митько, Е. И. Фирсов

Институт спектроскопии АН СССР, г. Троицк, Московская обл., 142092

*Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, 117924

С единых позиций анализируются особенности ИК спектров поликристаллических образцов $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ (x=6.3;6.6) в области частот аксиального колебания $\omega \approx 600 см^{-1}$. Первая особенность заключается в аномальном возрастании интегральной интенсивности ТО колебания при понижении температуры полупроводникового образца (x=6.3) - рис.1. Вторая - в наличии резонанса Фано этого же колебания с электронным континуумом в образце с T_c=10К (x=6.6) - рис.2. Ниже показано, что оба упомянутых эффекта можно объяснить в предположении о гибридизации электронных состояний зоны проводимости купратных плоскостей с квазилокальными состояниями цепочек.

Для анализа спектра поглощения рассмотрим гамильтониан H_{int} взаимодействия фононов Q и носителей заряда в купратных плоскостях $a_B^+(k)$, $a_B(k)$ и цепочках a_L^+, a_L с внешним электромагнитным полем E и учтем, что зонные (B) состояния плоскостей и квазилокальные (L) состояния цепочек перекрываются за счет туннелирования сквозь потенциальный барьер. Коэффициент перекрытия (туннелирования) $\alpha(Q)$ зависит от ширины барьера и, следовательно, от мгновенного значения фононной координаты аксиальной моды Q. С учетом сказанного

$$H_{int}=\sum_{B,L}(\alpha_0+\alpha_1*Q)*(a_B^+(k)*a_L+к.с.)+A*E*Q+\sum_B B*E*a_B^+(k)*a_B(-k)+\sum_L C*E*a_L^+*a_L, \qquad (1)$$

где A,B и C - матричные элементы дипольных переходов. После диагонализации квадратичной части (1) имеем

$$H_{int}=A*E*Q+\sum_B\tilde{B}*E*\tilde{a}_B^+*\tilde{a}_B+\sum_L\tilde{C}*E*\tilde{a}_L^+*\tilde{a}_L+\sum_B\beta*Q*\tilde{a}_B^+*\tilde{a}_B+\sum_L\gamma*Q*\tilde{a}_L^+*\tilde{a}_L+\sum_{B,L}\delta*Q*(\tilde{a}_B^+*\tilde{a}_L+\tilde{a}_L^+*\tilde{a}_B), \qquad (2)$$

где новые параметры в (2) выражаются через параметры H_{int} (1)

Спектр поглощения в области фононных частот имеет вид

$$I\sim Im\{(\tilde{A}^2*G_B^{-1}-2*A*\tilde{B}*\beta+\tilde{B}^2*G_Q^{-1})*(G_Q^{-1}*G_B^{-1}-\beta^2)^{-1}\}. \qquad (3)$$

Здесь G_B и G_Q - электронная и фононная функции Грина $\tilde{A}^2=A^2-A*\tilde{C}*\gamma*G_B$ - перенормированная интенсивность фонона. (3) записано с учетом того, что спектр возбуждений L-носителей лежит значительно

выше по шкале частот, чем спектр возбуждений решетки. В случае $\tilde{B} = 0$ (образец с x=6.3 - рис.1) выражение (3) описывает температурную зависимость интегральной интенсивности фононной полосы. Эта зависимость заключена в коэффициенте $\tilde{C} \sim n_L$, где n_L - число заполнения L-состояний. Заметим, что (3) также правильно описывает появление резонанса Фано в образце с x=6.6 - рис.2, в котором $\tilde{B}=0$. В (3) также учтено, что спектр возбуждений L-носителей лежит значительно выше по шкале частот, чем спектр возбуждений решетки.

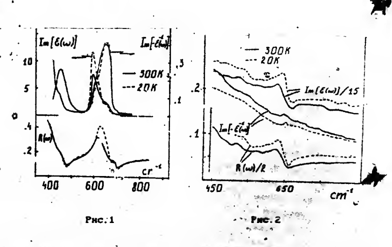


Рис.1 Рис.2

Таким образом, можно заключить, что обнаруженные особенности однозначно свидетельствуют о наличии сильного электрон-фононного взаимодействия в иттрий-бариевых купратах. Заметим, что это взаимодействие формально эквивалентно фрёлиховскому и может привести к спариванию носителей заряда (возможно межзонному - см. последний член в (2)). Насколько обсуждаемый механизм является общим для всех ВТСП, покажут дальнейшие исследования, в частности поиск особенностей, аналогичных обнаруженным.

C4I ВАХ И КРИОГЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ КОМПОЗИТНЫХ $NbTi$ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С АЛЮМИНИЕВОЙ МАТРИЦЕЙ

В.П.Буряк, А.Е.Дугадко, А.И.Петрусенко, О.Н.Миронова
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Работоспособность устройств со сверхпроводящими обмотками обусловлена в значительной мере криогенной стабильностью обмоточных сверхпроводящих проводов (СПП), которая определяется в свою очередь конструкцией композитного токонесущего элемента и материалом матрицы. Использование в качестве матрицы вместо традиционной высокочистой бескислородной меди высокочистого алюминия наряду с существенным уменьшением веса должно обеспечить и улучшенные стабилизирующие свойства.

В качестве матричного материала использовался алюминий различной чистоты (А999, АДО), алюминиевый сплав Д20 и (в некоторых вариантах конструкций) алюминий в сочетании с бескислородной медью МОб.

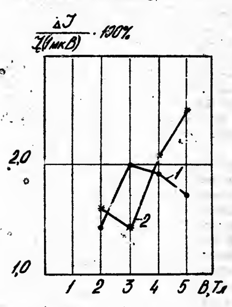
Проблема обеспечения совместного пропорционального деформирования композита, состоящего из компонентов со столь различными механическими свойствами как, например, у сплава ниобий - титан и сверхчистого алюминия А999 ($\sigma_{сп} / \sigma_{Al} \sim 10 \div 14$) решалась альтернативными методами: разработкой конструкции композита, максимально сглаживающей резкое различие в мехсвойствах, и разработкой эффективных технологических приемов.

Экспериментальные образцы композитных проводов с алюминиевой матрицей диаметром 0,5-2,0 мм были получены с использованием метода гидропрессования (вплоть до диаметра 7-5 мм) и холодного волочения с промежуточными термообработками (вплоть до окончательного диаметра провода).

На полученных экспериментальных образцах СПП с алюминиевой матрицей, механические свойства которых мало отличаются от механических свойств СПП с чисто медной матрицей, исследовалась токонесущая способность и криогенная стабильность методом вольтамперных характеристик. В зависимости от типа конструкции, матричного материала и местоположения алюминия в сечении композита токонесущая способность (критическая плотность тока по сплаву ниобий-титан) в магнитном поле с индукцией 5 Тл изменялась в пределах от $1,6 \cdot 10^9$ А/м^2 до $2,8 \cdot 10^9$ А/м^2.

Оценки криогенной стабильности композитных СПП различных конструкций производились по виду ВАХ, характеру полевой зави-

симости критической плотности тока и по параметру нарастания $\Delta I/I_c$, характеризующему изменение тока, которому соответствует увеличение в ℓ раз напряженности электрического поля E в области резистивного перехода РАХ с экспоненциальной зависимостью E от тока I.



На рисунке представлена зависимость параметра нарастания $\frac{\Delta I(\ell)}{I_c(1\text{мкВ/см})} \cdot 100\%$ от величины индукции магнитного поля для конструкций [150 NbTi/Cu+АДО]+Cu (кривая I), [127 NbTi/Cu+А999]+Cu (кривая 2).

Установлено, что наилучшая криогенная стабилизация обеспечивается в конструкциях на основе биметаллических (ниобий-титан/медь) конструктивных элементов с внешней медной оболочкой, в которых алюминий сконцентрирован в центральной части сечения композита. Форма резистивного перехода ВАХ композитных СПП такого типа конструкций наиболее плавная и практически одинакова в диапазоне внешних магнитных полей от I до 5 Тл.

Для конструкций композитных СПП, где медь расположена только в наружной оболочке, не обеспечивается достаточного уровня стабилизации и переходы на ВАХ резкие. Замена медной матрицы на алюминиевый сплав сохраняет резкую форму резистивного перехода ВАХ, связанную со свойствами матричного материала и перегревом СПП при больших токах в полях с индукцией I ÷ 5 Тл.

Уменьшение напряженности электрического поля на порядок приводит к изменению критической плотности тока на ~4% для конструкций со 150-ю сверхпроводящими нитями (кривая I) и на 12-18% для конструкции со 127-ю сверхпроводящими нитями (кривая 2) в полях I-5 Тл.

C42 **ОСОБЕННОСТИ ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ И ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ ЧАСТОТОЙ 50 Гц В ПРОВОДАХ $NbTi$**

В.П.Буряк, О.Н.Миронова (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Использование сверхпроводников II рода в устройствах переменного тока промышленной частоты для повышения экономии энергии связано с уменьшением диаметра нити d_f, шага твиста ℓ_p, увеличением средней критической плотности тока $j_c(B)$ и поперечного удельного сопротивления $\rho_\perp$.

Эти требования помимо усложнения технологии получения сверхпроводящего композита (СПК) противоречивы по двум факторам: при обеспечении низких потерь энергии они должны обладать хорошей криогенной стабильностью при использовании высокорезистивной матрицы.

Нами установлена существенная зависимость критической плотности тока j_c от диаметра нити d_f, возрастающая от 160 до 40 нм и резко спадающая для $d_f < 40$ нм $\approx 8\xi_s$. Особенность резкого спада тока обусловлена эффектом близости вследствие малой толщины нормального металла ($t_{n_{Cu}} \sim 10^{-7}$ м $< 3\xi_{Cu}$). Это приводит к возникновению сверхпроводящего состояния в нормальном металле между нитями в полях $B \leq B_{c1} \geq 5\Phi_0/4\pi t_n \xi_n$. Подтверждением влияния эффекта близости являются и значения тока на 1-2 порядка выше по кривым намагничения, чем транспортный ток.

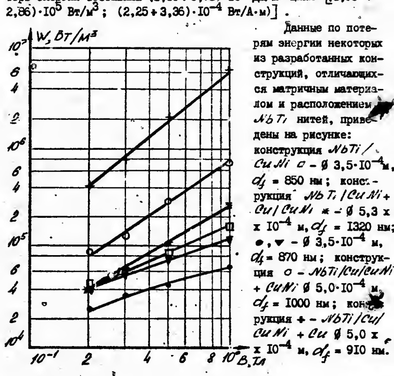
Особенностью проводов с очень тонкими нитями является зависимость $j_c(B)$ в области слабых полей ($B <$ 1 тл) и крайне высокие значения j_c, близкие к токам распаривания, вплоть до 10^{11} А/м^2. Вероятно, это обусловлено одномерной вихревой решеткой в очень тонких нитях с $d_f \leq \lambda$ и совпадение ее с пространственным распределением зон $NbTi$ и матрицы. Отрицательное влияние уменьшения t_n нами устранено в других конструкциях, заменой меди на более резистивный материал - $CuNi$, так как $\xi_n \sim \rho_n^{-1/2}$ ($\xi_{Cu-19\%Ni} \approx 20$ нм).

Таким образом, возникновение эффекта близости накладывает ограничение на $t_n \geq 3\xi_n$, ниже которого сверхпроводящие параметры для композитов в переменных условиях ухудшаются. Исходя из перечисленных особенностей, нами определены значения d_f и t_n оптимального СПК для стационарных условий $d_{f\,NbTi}$ = = 40-50 нм и $t_{Cu} \geq 190$ нм, а для переменных условий $t_{CuNi} \geq 60$ нм.

Существенной характеристикой СПК на переменном токе является отсутствие зависимости $j_c(B)$ от частоты вплоть до 50 Гц.

Особенностью данных по потерям энергии на сверхпроводящих проводах диаметром $(5-1,5)\cdot 10^{-4}$ м и диаметром нитей 1300–300 нм на частоте 50 Гц является несоответствие теории о зависимости потерь W от диаметра нити d_f, шага твиста как l_p^2 и поперечного сопротивления, как $\rho_\perp^{-1}$.

Разработанные конструкции СПК для переменного тока позволили снизить потери энергии при B = 1 Тл с $1,06\cdot 10^5$ до $1,03\cdot 10^3$ Дж/м^3·цикл ($5,3\cdot 10^6 \div 5,15\cdot 10^4$ Вт/м^3; $1,3\cdot 10^{-2} \div 7,1 \times 10^{-5}$ Вт/А·м) и на опытной партии сверхпроводящего провода длиной 10000 м, диаметром $3,5\cdot 10^{-4}$ м, d_f = 900 нм мощность потерь энергии составила $(3,85 \div 5,73)\cdot 10^3$ Дж/м^3·цикл [$(1,93 \div 2,86)\cdot 10^5$ Вт/м^3; $(2,25 \div 3,36)\cdot 10^{-4}$ Вт/А·м)].



Данные по потерям энергии некоторых из разработанных конструкций, отличающихся матричным материалом и расположением NbTi нитей, приведены на рисунке: конструкция NbTi/CuNi ○ – Ø $3,5\cdot 10^{-4}$ м, d_f = 850 нм; конструкция NbTi/CuNi + Cu/CuNi ✱ – Ø 5,3 × 10^{-4} м, d_f = 1320 нм; ●, ▼ – Ø $3,5\cdot 10^{-4}$ м, d_f = 870 нм; конструкция ○ – NbTi/Cu/CuNi + CuNi Ø $5,0\cdot 10^{-4}$ м, d_f = 1000 нм; конструкция + – NbTi/Cu/CuNi + Cu Ø 5,0 × 10^{-4} м, d_f = 910 нм.

C43 ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В I-2-3 С МАЛОЙ ЭНЕРГИЕЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Ф.Н.Буханько, Н.А.Дороненко, В.И.Каменев, Л.В.Лукьяненко, В.А.Мишин, Л.Т.Цымбал (ДФТИ АН УССР, Донецк)

В ряде работ предполагается существование локализованных состояний носителей, ответственных за появление ВТСП. Эти состояния могут быть одно- или двукратно занятыми и иметь спин отличный от нуля. Отличительной чертой таких состояний является малая, а иногда и отрицательная энергия корреляции. Возникновение локализованных состояний обусловлено валентной неустойчивостью, дефектами структуры, а также сильным ангармонизмом локальных колебаний. В этой связи представляет интерес пересмотреть некоторые уже сложившиеся представления о природе парамагнетизма в системе I-2-3 с дефицитом кислорода.

В данной работе исследовались образцы керамики $(Y,Dy)Ba_2Cu_3O_{6+x}$ $(0,25<x<I)$, полученные после отжига при различных температурах с последующей закалкой в жидком азоте /I/. Термогравиметрические кривые для обеих керамик аналогичны и имеют характерный излом вблизи 700° С. При температурах отжига соответствующим фазовым переходам наблюдаются резкие изменения массы образцов и параметров решетки, аналогичные обнаруженным в /2/. По данным термогравиметрии, дифракции рентгеновских лучей и диамагнитного отклика построены зависимости от температуры перехода в СП состояние T_c, параметров решетки a, b, c и степени ромбизма $\eta=(b-a)/(b+a)$ (рис.I,2). Из анализа кривых следует, что структурные и электронные фазовые переходы для обеих керамик происходят при близких значениях X: переход из орто-I фазы в орто-II фазу осуществляется при $x\simeq(0,6-0,7)$ и сопровождается уменьшением T_c от 90 К до 60 К; переход из ромбической фазы в тетрагональную имеет место вблизи $x\simeq(0,3-0,4)$, при этом сверхпроводимость исчезает. Следует отметить, что переход из орто-I в орто-II фазу сопровождается скачкообразным изменением $\eta(X)$ и $C(X)$ в обеих керамиках. Для $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (партия I,2) степень ромбизма $\eta(X)$ меняется линейно при $x>0,65$ и нелинейно при $x<0,65$ (рис.I); в керамике $DyBa_2Cu_3O_{6+x}$ зависимость $\eta(X)$ линейна в ромбических фазах, но имеет больший наклон в орто-II фазе (рис.2). Таким образом ромбизм двух исследованных ВТСП керамик по-разному зависит от кислородного индекса.

Во всех фазах $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ регистрируется сигнал ЭПР ($S = 1/2$) /I/ с плотностью спинов $N_S \sim 10^{16}$ $г^{-1}$, который обычно связывают с Cu^{2+}(Cu^{2+}-O^-). Снятая при 300 К функция $N_S(x)$ имеет экстремумы вблизи значений x=0,3; 0,7, соответствующих структурным фазовым переходам (рис.I). Вблизи этих значений x имеют

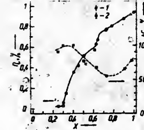


Рис.I.

место особенности в поведении T_c, структурных параметров, скорости потери кислорода при отжиге образцов и другие аномалии, которые согласно /2/ обусловлены пересечением уровнем Ферми сингулярностей электронного спектра. В этой связи можно предположить, что полученная зависимость $N_S(x)$ обусловлена смещением E_F, который при x=0,3 пересекает состояние с $S = 1/2$. В этом случае сигнал ЭПР вызван, по-видимому, не "жесткими" центрами типа Cu^{2+}, а принадлежит неспаренным электронам (дыркам), локализованным на ненасыщенных валентных связях ($\mathcal{D}$ -центры)/3/. Такие ненасыщенные связи могут принадлежать концам фрагментированных -Cu-O-Cu- цепочек: лежащих в CuO слоях, и создавать одно- или двукратно занятые локализованные состояния с $S = 0$, I/2, I, разделенные небольшой энергетической щелью. Величина и знак расщепления энергетических уровней локализованных состояний существенно зависят от величины и знака обменного взаимодействия.

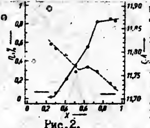


Рис.2.

Известно, что замена немагнитного Y^{3+} на магнитный Dy^{3+} приводит к изменению обменного взаимодействия в CuO, CuO_2 слоях и между слоями; можно ожидать, что это вызовет изменения спектра локализованных состояний. Действительно, в ромбической фазе Dy-Ba-CuO парамагнетизм вообще отсутствует и появляется лишь после перехода образца в тетрагональную фазу. При этом параметры спектра ЭПР сильно отличаются от наблюдаемых в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ /I/.

I. Буханько Ф.Н.,Дорошенко Н.А.,Каменев В.И. и др.// Препринт ДонФТИ-89-56. Донецк, 1989.

2. Гербштейн Ю.М.,Чудновский Ф.А. и др.// Труды II Всесоюз. конф. по ВТСП: Тез.докл. - Киев, 1989.

3. Мотт Н. Электронные процессы в некристаллических веществах.-М.: Мир, 1969. - 662с.

С44 СВЯЗЬ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА СО СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ В СОЕДИНЕНИЯХ (123)

А.А.Буш (МИРЭА, Москва)
С.А.Иванов, В.Е.Заводник (НИФХИ им.Л.Я.Карпова, Москва)
И.Н.Гончарук, М.Ф.Лимонов, Ю.Ф.Марков (ФТИ им.А.Ф.Иоффе)

Комбинационное рассеяние света оказалось весьма информативным методом исследования новых высокотемпературных сверхпроводящих (СП) материалов. Спектры комбинационного рассеяния (СКР) содержат разнообразную информацию не только о структуре этих соединений, но и непосредственно об эффектах, связанных с переходом в СП-состояние. В работе /1/ была отмечена общая корреляция между характеристическими частотами различных перовскитоподобных сверхпроводников и их критической температурой T_c: с ростом T_c (при последовательном переходе от лантановых к иттриевым и далее - к висмутовым и таллиевым СП-соединениям) возрастают и частоты определенных линий в СКР. Основываясь на этой корреляции удается объяснить зависимость T_c от давления, особенностей структуры, в частности - от числа слоев CuO_2 и ряд других экспериментальных фактов. С учетом этой же закономерности в /1/ была предложена и реализована двойная параллельная замена элементов (Y→Sc), (Ba→Sr) в исходной структуре $YBa_2Cu_3O_x$, в результате чего у соединения, имеющего состав $(Y_{0.75}Sc_{0.25})(Ba_{0.75}Sr_{0.25})_2Cu_3O_x$ наблюдается одновременное увеличение характеристической частоты в СКР и повышение T_c до значения ~ 110К.

Другим интересным проявлением эффектов сверхпроводимости в СКР является установленная ранее существенная асимметрия линии B_{1g}-колебания в ромбической фазе $YBa_2Cu_3O_x$ (частота 335 $см^{-1}$), что связывается с эффектом Фано, т.е. с результатом взаимодействия электронной и фононной подсистем /2/. Асимметрия проявляется в более пологом низкочастотном спаде линии. В свете этого вывода интересно сравнить величину электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) у различных изоструктурных сверхпроводящих и несверхпроводящих соединений используя проявление упомянутого эффекта Фано в СКР. Для этой цели удобно использовать соединение со структурой (123) на основе празеодима. Дело в том, что оно - одно из немногих в ряду соединений (123)

с редкоземельными элементами, замещающими иттрий, у которого не наблюдается переход в сверхпроводящее состояние.

Монокристаллы $PrBa_2(Cu_{0.94}Al_{0.06})_3O_x$ были выращены раствор-расплавным методом. Выполненные на дифрактометре Syntex P1 рентгеноструктурные исследования показали, что эти кристаллы имеют перовскитоподобную структуру типа (123), их симметрия описывается пространственной группой $P4/mmm$. Параметры элементарной ячейки составляют a =3.9056(6)Å, c = 11.634(2)Å. Атомы празеодима находятся в состоянии Pr^{+3}, атомы меди полностью заселяют позицию (2q), а в позиции (1a) кроме меди присутствуют примесные атомы Al. Измерения температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ этих кристаллов свидетельствуют о том, что электропроводность имеет полупроводниковый характер, а переход в сверхпроводящее состояние не наблюдается вплоть до 4,2К.

СКР этих монокристаллов (размером ~ 2x2x0.5 мм^3) исследовались на тройном раман-спектрометре Z-24 (DILOR) в поляризациях xx (рассеяние от базисной плоскости) и zz (от торца). Наиболее интенсивными линиями в СКР являются: а) в поляризации zz - линия симметрии A_{1g} с частотой 540 см$^{-1}$ - колебание "мостиковых" атомов кислорода, расположенных в цепочках Cu-O-Cu; б) в поляризации xx - линия симметрии B_{1g} с частотой 299 см$^{-1}$, отвечающая противофазным смещениям по оси z атомов кислорода, расположенных в плоскостях CuO_2. При этом оказалось, что линия B_{1g} имеет существенно более симметричную форму, чем соответствующая ей в СКР $YBa_2Cu_3O_x$: отношение интегральной интенсивности ее "симметричной" части к полной интегральной интенсивности составляет ~0.9 для несверхпроводящего празеодимового соединения и ~0.65 для сверхпроводящего иттриевого, что согласуется с выводами работы /2/. Таким образом, пропадание сверхпроводимости полностью коррелирует с уменьшением эффекта Фано, т.е. с ослаблением ЭФВ в соединениях (123).

1. Буш А.А., Дубенко И.С., Лимонов М.Ф., Марков Ю.Ф., Панфилов А.Г., Разбирин Б.С., Соколова О.В. // Письма в ЖЭТФ.- 1989.-50, вып.5.- с. 250-253.

2. C.Thomsen, R.Liu and M.Cardona // Sol.St.Communications, Vol.67,No.3,pp.271-274,1988.

C45 **ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ PbTe-SnTe ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ ИНДИЕМ**

Бушмарина Г.С., Драбкин И.А., Машовец Д.В., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А.
(Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград)

Введение примеси индия в теллурид олова позволило увеличить температуру перехода в сверхпроводящее состояние T_c этого материала с T_c≤0.2К [1] до T_c~2.5К [2]. При этом было установлено, что сверхпроводимость с аномально высокими для полупроводников T_c связана с заполнением квазилокальных состояний In с большой плотностью, расположенных на фоне сплошного спектра валентной зоны SnTe (L и Σ - состояния дырок).

Обнаружено, что при замещении олова свинцом в Pb_zSn_{1-z}Te<In> удается существенно повысить T_c и H_{c2} (второе критическое магнитное поле). Полученная зависимость $T_c(z)$ при постоянном содержании In немонотонна; положение и величина максимума T_c связаны как с содержанием In, так и с составом z твердого раствора. Вариация параметров сверхпроводящего перехода определяется изменением зонной структуры Pb_zSn_{1-z}Te<In>, в частности, сужением полосы примесных состояний In по мере возрастания z. Последнее объясняется тем, что полоса In смещается к потолку валентной зоны, при этом уменьшается ее перекрытие с валентной Σ-зоной тяжелых дырок, обладающей большой плотностью состояний. Дальнейшее увеличение z приводит к выходу примесной полосы In из Σ-зоны и исчезновению сверхпроводящего состояния в $(Pb_zSn_{1-z})_{1-y}In_x$Te при температурах выше 0.4К.

При определенном соотношении z и x уровень индия смещается в запрещенную зону, и при низких температурах наблюдается переход образцов в диэлектрическое состояние.

Введение свинца в теллурид олова с примесью индия позволило в широких пределах управлять параметрами сверхпроводящего состояния этой системы и достигнуть максимальной для известных полупроводниковых материалов температуры сверхпроводящего перехода в области температур жидкого гелия.

1. Hein R.A., Meijr P.H.E.//Phys.Rev.,1969,179,N2,497-511.
2. Бушмарина Г.С., Драбкин И.А., Компаниец В.В., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А.// ФТТ,1986, т.28, в.4, с.1094-1099.

C46 ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

А.А.Быков, П.Н.Михеенко, Я.И.Юмелевский (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Эффект изменения энтропии S сверхпроводника (СП) II рода при изменении магнитной индукции B для "старых" СП изучен весьма подробно. В настоящей работе этот эффект исследован экспериментально на керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. В интервале от 18 до 92 К и в полях до 4 Т определена температурная зависимость избыточной энтропии S_i, связанной с квантом потока.

Известно/I/, что вблизи T_c и при $\varkappa \gg 1$ ($\varkappa$ – параметр Гинзбурга-Ландау), кроме того, выполняется соотношение:

$$\frac{S_i}{\varphi_0} = \frac{\Delta S}{\Delta B} \approx \frac{1}{8\pi\varkappa^2}\left(-\frac{\partial H_{c_2}}{\partial T}\right)$$

Поэтому оказалось возможным вычислять значение $\varkappa$, определив предварительно величину $(\partial H_{c_2}/\partial T)$ из данных по магнитосопротивлению, полученных на той же установке.

Образец – в данном случае пластинка 1x1x0,1 см, изготовленная по обычной керамической технологии, – помещался в ячейку, подобную ячейке адиабатического калориметра. Температура определялась дифференциальной термопарой и выносным термометром. Точность поддержания температуры $\sim 10^{-2}$ К. Магнитное поле, перпендикулярное поверхности образца, создавалось сверхпроводящим соленоидом. Сопротивление измерялось четырехзондовым методом.

В ходе эксперимента при изменении поля измерялся скачок температуры ΔT. Изменение энтропии рассчитывалось по формуле:

$$\Delta S = \frac{\Delta T}{T}\,\frac{C}{V}$$

где C, V – теплоемкость и объем образца соответственно. Зависимость $\Delta S(B)$ для некоторых температур показана на рис.1. Температурный ход $\Delta S/\Delta B$ показан на рис.2 (кружки, пунк-

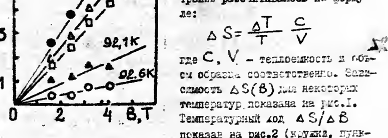


Рис.1

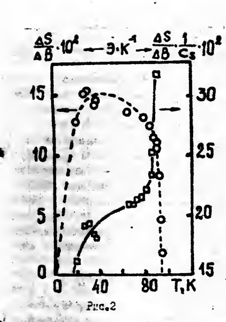


Рис.2

тар). Резкий спад этой величины вблизи 92 К обусловлен уменьшением концентрации СП фазы, C_s, вблизи T_c. Зависимость $C_s(T)$ определялась в отдельном эксперименте методом диамагнитного отклика. Результат пересчета на 100% СП фазы, т.е. величина $\Delta S/C_s\Delta B$ в функции от температуры показана также на рис.2 (квадраты, сплошная линия). Необычное поведение ее вблизи T_c, по-видимому, связано с неоднородностью керамического образца. При низких температурах коры вихрей малы и могут размещаться на различных дефектах кристаллической решетки, для которых характерны пониженные значения $H_{c_2}(0)$. При приближении к T_c коры вихрей, расширяясь, проникают в области с относительно более высоким значением $H_{c_2}(0)$, что и приводит к резкому росту $\Delta S/C_s\Delta B$.

Как было показано в /2/, из измерений сопротивления керамики в магнитном поле могут быть получены значения $\partial H^{\parallel}_{c_2}/\partial T$ и $\partial H^{\perp}_{c_2}/\partial T$. Для нашего образца они составляют 7 Т/К и 0,17 Т/К соответственно. Усреднение этой величины по различным ориентациям приводит к значению $\partial H_{c_2}/\partial T$ = 1,1 Т/К и $\varkappa$ =30, что находится в хорошем согласии с /3/.

1. Ehrat R., Rinderer L.// Phys. Lett., 1969 - 30A p. 95.
2. Глазман Л.И., Кошелев А.Е., Лебедь А.Г.// ЖЭТФ, 1988 - 94, с.259.
3. Горьков Л.П., Копнин Н.Б.// УФН, 1988 - 156, с.117.

С47 МОДЕЛЬ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ С НАРУШЕННОЙ $SU(2)\times U(1)$ КАЛИБРОВОЧНОЙ СИММЕТРИЕЙ

С.И.Вакару (Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев)

Авторы [I] доказали эквивалентность сильно-скоррелированной полузаполненной модели Хаббарда с кинетическим слагаемым для дырок и $SU(2)\times U(1)$ калибровочной модели с фермионами на решетке.

Рассмотрим континуальную модель ВТСП, основанную на взаимодействие газа возбуждений ферми-жидкости $\psi(x)$ с $\vec{W}_\mu = \{W_\mu^a\}$ и W_μ^0 -, соответственно, $SU(2)$ и $U(1)$ калибровочными полями (a и μ - групповой и пространственный индексы). Поля $\vec{W}_\mu$ ответственны за спин-стекольные свойства ВТСП, в смысле калибровочного подхода к спиновым стеклам [2-5] . Электромагнитное поле A_μ получается в результате смешивания калибровочных взаимодействий (аналогично теории электро-слабых взаимодействий, см. [6]):

$$A_\mu = W_\mu^0 \cos\theta + W_\mu^3 \sin\theta\,; \quad K_\mu = -W_\mu^0 \sin\theta + W_\mu^3 \cos\theta, \qquad (I)$$

где θ - угол смешивания; $tg\,\theta = g'/g$, $e = g'g[g^2+(g')^2]^{-1/2}$, g, g', e -, соответственно, константы связи $\vec{W}_\mu$ -, W_μ^0 -, A_μ -полей. Аналогично [I] предполагается соответствие $g^2 \sim t^2/U$, где t, U - стандартные параметры модели Хаббарда.

Массы полей $W_\mu^{1,2}$, K_μ генерируются введением скалярного поля $\phi(x)$; в унитарной калибровке $\phi^T = (0, \rho)$, ρ - вещественное поле, ρ_0 - вакуумное среднее, тогда эффективная масса ВТСП-носителей ψ: $m_\psi = (\rho/\rho_0) m_e \approx (4 \div 10)\, m_e$.

На расстояниях $r \lesssim (m_K)^{-1}$ K -бозоны (I) являются переносчиками дополнительных взаимодействий с зарядом $e_* = -e \cdot tg\,\theta$ между ψ -фермионами и ионами решетки (для ВТСП важен случай $|tg\,\theta| > 1$ и малых масс K -бозона m_K ; величины θ и ρ_0 определяются из опыта).

Дальнейшее рассмотрение ВТСП как теории Элиашберга [7] со скалярно-калибровочными перенормировками константы взаимодействия $\lambda_* = \lambda\, tg^2\theta$ и дебаевской частоты $\Omega_*^2 = \Omega^2 (m_e/m_\psi)^{1/2} |tg\,\theta|$ приводит к согласию между предсказываемыми калибровочной моделью и измеряемыми и наблюдаемыми на опыте основных микро-

скопических, термодинамических и электромагнитных величин и соотношений.

Построенная $SU(2) \times U(1)$ калибровочная модель ВТСП имеет квазифеноменологический характер. В ней, аналогично другим калибровочным теориям, не решена проблема основного состояния. Указанную трудность частично обходят введением взаимодействия с классическим скалярным полем с вакуумным средним S. Для согласования с опытом необходимо также ввести параметрическую зависимость от степени допирования дырками и стандартных констант модели Хаббарда для решений скалярного и, следовательно, янг-миллсовских уравнений.

Полная сверхпроводящая и спинстекольная магнитная динамика определяется замкнутой системой уравнений для калибровочных, фермионных, скалярных полей и уравнений Элиашберга. В приближении Гинзбурга-Ландау для сверхпроводимости получены частные решения вышеуказанной системы уравнений. Предсказывается существование нового класса квазичастичных возбуждений с массой m_W, m_K в ВТСП-спин-стекольной среде и подчеркивается важность монопольных и инстантонных решений при построении моделей вакуумного состояния и анализе сосуществования сверхпроводящей и спин-стекольной фаз [8].

1. Dagoto E., Fradkin E., Moreo A.//Phys.Rev.-1988.-38, N 4, -2926-2929.
2. Dzyaloshinski I.E., Volovic G.E.//J.Phys.(Fr.).-1978.-39. -603-699.
3. Holm D., Kupershmidt B.//J.Math.Phys.-1988.-29, N1.-21-30.
4. Воловик Г.Е., Доценко В.С.(мл.)//ЖЭТФ.-1980.-78,-132-148.
5. Вакару С.И.//Вопросы квантовой теории конденсированных сред.-Кишинев.: Штиинца, 1990.-С.80-86.
6. Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля.-М.: Мир, 1985.-382.
7. Элиашберг Г.М.//ЖЭТФ.-1960.-38.-С.966;-1960,-39.-С.1437.
8. Москаленко В.А. К теории металлических спиновых стекол. -Кишинев.: Штиинца, 1985.-185.

С48 ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ В $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (RE: Er, Ho, Gd).

Э.Г.Важулин, Б.Е.Старцев, А.С.Щербаков
Институт физики металлов УрО АН СССР, г.Свердловск

А.Залесски
Ин-т низких температур и структ. исслед. ПАН, г.Вроцлав

Представлены результаты исследования температурных и временных (при $T = 4.2K$) зависимостей намагниченности (M) поликристаллических соединений $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, где RE= Er, Ho, Gd в магнитных полях $1<H<40$ кЭ. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ при $T > T_c$ описываются законом Кюри, указывая на существование свободных магнитных моментов на атомах RE.

Измерения в смешанного состояния проводились в двух режимах: 1. эффект Мейсснера (ЭМ, охлаждение в магнитном поле) и 2. диамагнитное экранирование (ДЭ, охлаждение без поля с последующим его включением при $T=4.2K$). Данные представлены в безразмерных единицах M/H, в которых идеальному диамагнетизму соответствует величина $-1/4\pi$.

Исследованиями в режиме ЭМ установлено, что M изученных ВТСП в полях $H > 1$ кЭ не становится отрицательным ни при каких $T < T_c$, хотя появление диамагнитного вклада в M фиксируется вполне отчетливо при $T=T_c$, рис.1, и M резко возрастает в положительной области при $T\to 0K$. При этом дифференциальная $\chi = \partial M/\partial H$ (отклик образца на малые изменения H в пределах 20 Э) является диамагнитной: $\chi<0$. В режиме ЭМ наблюдается сильная временная зависимость $M(t)$ при неизменных внешних условиях (H,T), изображенная на вставке к рис.1. Эта зависимость гораздо сильнее логарифмической, обычно обсуждаемой в связи с состоянием сверхпроводящего стекла [1]. Нагрев образца после выдержки при $T=4.2K$ выявляет существование некоторой температуры $T_o < T_c$ (зависящей от H), выше которой M/H изменяется обратимым образом. Другими словами, при $T<T_o$ обычное смешанное состояние ВТСП, охлажденных во внешнем магнитном поле, является метастабильным.

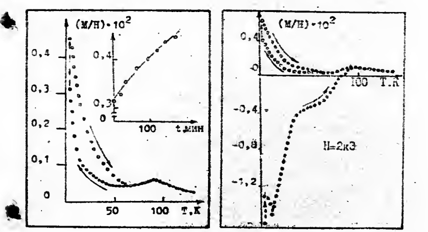
В режиме ДЭ первоначальный диамагнитный отклик в поле $H=2$кЭ при $T = 4.2K$ составляет $\approx 20\%$ от идеального экранирования, рис.2, и убывает с течением времени приблизительно по логарифмическому

закону в пределах 25% от первоначального значения M. При нагреве после выдержки на зависимости M(T) наблюдается минимум.

На рис.2 показан цикл "охлаждение (при H=0)-выдержка t=85 мин (после включения H=2 кЭ при T=4,2K)-нагрев до T >T_c-охлаждение в поле H=2 кЭ-выдержка t=90 мин-нагрев".

В [2] значения M>0 при T<T_c относились за счет парамагнетизма RE. Однако это не согласуется с наблюдением сильного диамагнетизма в режиме ДЭ. рис.2. и с тем. что в состоянии с M > 0 дифференциальная χ <0. В [3] было показано. что в ВТСП с немагнитными RE обычное смешанное состояние с M<0 в режиме ЭМ при T <T_c становится метастабильным и эволюционирует при неизменных H и T к метастабильному смешанному состоянию нового типа с M > 0, χ < 0. Предполагается, что особенности магнитный свойств смешанного состояния ВТСП с магнитными RE также обусловлены этим необычным явлением.

Рис.1. Рис.2.



1. Muller K.A. et al.// Phys.Rev.Lett.-1987.-58.-p.1143-1146
2. Yeshurun Y., Felner I.// Phys.Scripta.-1988.-37.-p.961-964
3. Балмулин Э.Г., Дружинин А.А., Старцев В.Е., Щербаков А.С. // Письма в ЖЭТФ.-1989.-49, вып.12.-C.664-668

C49 ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А.А.Варламов (Московский институт стали и сплавов),
C. Castellani, C. Di Castro, R. Raimondi (Universita di Roma "La Sapienza", Roma, Italy)

Одним из мощных методов исследования микроскопических свойств сверхпроводников являются туннельные эксперименты. Однако в случае высокотемпературных сверхпроводников при подобном исследовании возникают существенные трудности, связанные с быстрой деградацией их поверхности, неоднородностью структуры, эффектом близости. Лишь в самое последнее время стали появляться сравнительно надежные данные туннельного исследования высокотемпературных сверхпроводников(например, посредством создания переходов на микротрещинах [I]). Вблизи T_c существенную роль играют при этом сверхпроводящие флуктуации. До сих пор наибольшее внимание при изучении сверхпроводящих флуктуаций уделялось грязному случаю ($l \ll \xi$),где в обычных сверхпроводниках они проявлялись наиболее ярко. Однако в монокристаллических образцах новых сверхпроводников, по-видимому, реализуется ситуация более близкая к противоположному пределу ($l \gg \xi$), причем, когда $T_c \sim 100$ К, флуктуационная поправка оказывается вполне заметной и в чистом случае.Кроме того, весьма существенную роль здесь играют парораэрушающие механизмы.

В настоящей работе исследовалось влияние сверхпроводящих флуктуаций на одночастичную плотность состояний и туннельный ток как для грязного, так и чистого сверхпроводников, с учетом возможных парораэрушающих механизмов и для различных размерностей электронного спектра. Как оказалось, в чистом случае флуктуационная поправка к плотности состояний вблизи T_c существенно слабее зависит от степени близости к точке перехода($\sim(T-T_c)^{-1}$ вместо

$(T-T_c)^{-2}$ для грязного случая [2] при размерности $d=2$). Изменение этой знакопеременной поправки происходит в масштабе энергий $\varepsilon \sim (T(T-T_c))^{1/2}$ (в грязном случае $\varepsilon \sim T-T_c$ [1]). При температурах $|T-T_c| \leq \tau_s^{-1}$ флуктуационная поправка перестает зависеть от температуры и конечная ее величина определяется именно значением времени сбоя одноэлектронной фазы τ_s. Различие в энергетических масштабах связано с тем, что в грязном случае образующие флуктуационную куперовскую пару электроны движутся диффузионным, а в чистом — баллистическим образом.

Что касается поправки к дифференциальному сопротивлению туннельного контакта, один (или оба) из электродов которого является сверхпроводящим, то, в первом порядке теории возмущений, сверхпроводящие флуктуации плотности состояний в нем приводят к увеличению сопротивления при нулевом смещении. Соответствующая флуктуационная поправка также оказывается знакопеременной, причем характерным масштабом ее изменения является напряжение $V \sim \pi k_B T/e$, а ее величина в двумерном случае лишь логарифмически зависит от $T-T_c$ как в чистом, так и в грязном случаях:

$$\frac{\delta R_d(V)}{R_n} \sim Gi \ln \frac{T_c}{T-T_c} [- \psi''(1/2 - \frac{ieV}{2\pi T})],$$

где параметр Гинзбурга-Леванюка для двумерного случая $Gi = T/\varepsilon_F$ (когда [illegible]) или $Gi = (\varepsilon_F \tau)^{-1}$ (когда [illegible]). Вблизи T_c, когда $|T-T_c|$ становится меньше τ_s^{-1}, флуктуационная поправка к дифференциальному сопротивлению перестает зависеть от температуры и вносит свой вклад в формирование аномалии вольт-амперной характеристики при нулевом смещении.

[1] Я.Г.Пономарев и др. Препринт МГУ № 450, 1989

[2] Abrahams E., Redi M., Phys.Rev. B1, 256, 1970

C50

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ НА ТЕРМОЭДС И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СВЕРХПРОВОДНИКА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ КРИТИЧЕСКОЙ

А.А.Варламов, Д.В.Ливанов
(Московский институт стали и сплавов)

В связи со всесторонним изучением высокотемпературных сверхпроводников возник интерес и к их термоэлектрическим и теплопроводящим свойствам. Так был обнаружен пик вблизи T_c в температурной зависимости дифференциальной термоэдс соединения 1-2-3, а также аномальный рост его теплопроводности [1-3]. В [1] была высказана идея о том, что подобный пик в коэффициенте термоэдс связан со сверхпроводящими флуктуациями, однако подобные экспериментальные результаты прямо противоречили давнему утверждению Маки о монотонном падении термоэдс сверхпроводника по мере приближения к T_c сверху [4].

В настоящей работе вычисляются флуктуационные поправки к дифференциальной термоэдс и теплопроводности сверхпроводника с квазидвумерным электронным спектром

$$\xi_p = \epsilon_p - \epsilon_F = v_0(|p_\parallel| - p_0) + w\cos(p_\perp a) \qquad (1)$$

где v_0 - скорость Ферми в плоскости слоя, w - интеграл перекрытия, который характеризует вероятность перескоков электронов между слоями, a - расстояние между слоями, $p=(p_\parallel, p_\perp)$ - квазиимпульс электрона.

Ввиду чрезвычайно малой длины когерентности ξ в высокотемпературных сверхпроводниках и имеющихся оценок длины свободного пробега l эти две величины по-видимому оказываются одного порядка. Для выяснения общих закономерностей мы начнем с более простого случая чистого сверхпроводника и отвлечемся от примесного рассеяния электронов. Оказывается, что основной вклад в термоэлектрический коэффициент вблизи T_c обусловлен

процессом типа Асламазова-Ларкина. Учет влияния взаимодействия электронов в куперовском канале на вид оператора теплового потока приводит к появлению некоторых других разновидностей этой диаграммы, однако их вклады оказываются малыми по степени близости к точке перехода. В результате, для относительной поправки к дифференциальной термоэдс можно найти

$$\frac{Q}{Q_n}\sqrt{2} = \frac{9\pi^2}{14\zeta(3)}\,\frac{T_c}{\varepsilon_F}\,\ln\frac{\omega_D}{2\pi T}\left(\left(\frac{T-T_c}{T_c}\right)^2 + \left(\frac{T-T_c}{T_c}\right)^{}\delta_0^2\right)^{-1/2} \qquad (2)$$

где $\delta_0^2 = $ [illegible] $/ \varepsilon^2 T_c^2$. Как видно из этого выражения, характер температурной зависимости термоэдс вблизи T_c при температуре T^*, когда размер флуктуационной куперовской пары поперек слоев сравнивается с расстоянием между слоями ($T^* - T_c \sim T_c \delta_0^2$), изменяется с трехмерного на двумерный ([illegible]). Поскольку наш результат получен в первом порядке теории возмущений по учету сверхпроводящих флуктуаций, то степенной рост термоэдс в непосредственной окрестности T_c ограничивается вкладом последующих порядков, зависимость проходит через максимум, а затем, при переходе через T_c, термоэдс быстро обращается в нуль, как это и должно быть в сверхпроводящей фазе. Оценка величины эффекта по формуле (2) показывает, что для соединения типа 1-2-3 относительный вклад флуктуаций вблизи T_c может достигать 20-30 %. Температурная зависимость флуктуационной поправки к теплопроводности оказывается совершенно аналогичной проводимости и термоэдс – теплопроводность начинает возрастать еще до температуры перехода.

Учет эффектов примесного рассеяния не изменяет характера полученных температурных зависимостей зависимостей, а влияет лишь на коэффициент.

[1]. Howson M.A. et al.// J.Phys.:Condens.Matter 1.1989,p.465

[2]. Мощалков В.В. и др.// ФНТ 1988. т.14. вып.8.стр.988

[3] Моргун В. и др. // Тезисы НТ-26 (в этом же томе)

[4]. Maki K.// J. L.T.P.1974. v.14. n.5/6 , p. 419

C51 ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В $BiSrCaCu_2O_x$ и $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$

В.Н.Варюхин, А.Т.Попов, А.В.Резников, В.П.Довгопол

Институт металлофизики АН УССР, г.Киев
Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.Донецк

Методом твердофазной диффузии были синтезированы образцы ВТСП соединений двух номинальных составов: а) $Bi_1Sr_1Ca_1Cu_2O_x$ и б) $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$.

Рентгенофазовый анализ показал, что в первом случае образец содержит фазу (2212) и небольшое количество фазы $Ca_{0,6}Sr_{0,4}Cu_{1,75}C_x$, а во втором – ~ 80% фазы (2212) и ~ 20% фазы (2223). Критическая температура (R =0) оказалась равной 85 К в первом случае и 105 К – во втором.

Для ультразвуковых измерений были изготовлены образцы специальной формы как указанных составов, так и соединения $Ca_{0,6}Sr_{0,4}Cu_{1,75}O_x$

Температурные зависимости модулей Юнга и сдвига, а также ультразвукового поглощения измеряли в диапазоне 60–300 К на частотах 100 кГц и 60 кГц. В температурном спектре поглощения наблюдались аномалии при 175 К (состав а)) и в области 230–250 К (состав б)). В обоих случаях ниже 105 К наблюдалось значительное увеличение ультразвукового поглощения, но температуры начала такого роста несколько различались. В температурном спектре упругих модулей также наблюдались особенности.

Обнаружено различие температурного спектра поглощения для продольных и крутильных колебаний. В системе BiPbSrCaCuO при 80 К имеется хорошо выраженный максимум ультразвукового поглощения для крутильных колебаний.

Исследовано влияние термоциклирования. В первом цикле нагрева-охлаждения наблюдался значительный гистерезис, а в последующих циклах гистерезис исчезал.

C52 ВЛИЯНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ТРАНСПОРТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛООКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Василенко А.В., Таренков В.Ю., Черняк О.И.
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк),
Гутька П. (ЦЭФИ САН, Братислава, ЧССР)

Работа посвящена результатам исследования механизмов диссипации в ВТСП-керамике. Эксперименты проводились на образцах $YBa_2Cu_3O_7$, приготовленных по стандартной керамической технологии, с размерами 10x1x0,08 мм^3, имеющих T_c = 92 К при размытии ΔT_c = 2 К (на уровне R/R_N = 0,9 - 0,01). Электрические контакты изготовлялись вжиганием серебра в поверхность образцов и имели переходное сопротивление $R \lesssim 5\ 10^{-8}$ Ом см^2 (Т = 77 К). Мелкодисперсное металлическое серебро вводилось в порошок ВТСП перед изготовлением образцов.

Добавки 10% Ag (по объему) снижали удельное сопротивление ВТСП с $\rho = 6\ 10^{-4}$ Ом см до $\rho = 4\ 10^{-5}$ Ом см. При этом не наблюдалось изменения ширины ΔT_c сверхпроводящего перехода и температурной зависимости критического тока I_c/I_{c0}, что указывает на отсутствие прямого влияния серебра на величину критического тока джозефсоновских контактов между гранулами, непосредственно связанного с шириной R(T)-перехода. На рис. 1 изображена зависимость $I_c/I_{c0}(T)$ образца, легированного 10% Ag (X) и контрольного (O), а также R(T)-переход образца без Ag (1 - точки), с добавкой 10% Ag (1 - сплошная линия) и 20% Ag (2 - штриховая). В то же время величина критического тока существенно выросла, как показано на рис. 2, где кривая 1 - ВАХ YBaCuO без Ag, кривая 2 - ВАХ YBaCuO + Ag (10%)

Эффекты перегрева не вносили вклада в формирование ВАХ в этих измерениях, так как, по оценкам, перегрев образцов в резистивном состоянии не превышал 0,01 К. Такому перегреву соответствует пренебрежимо малое изменение критического тока $\delta I_c/I_c \sim 10^{-3}$.

Другая возможность диссипации в образцах связана с крипом потока в джозефсоновской среде, причем крип может наступить задолго до достижения критической плотности тока контактов. Это связано со значительным разбросом параметров перколяционного кластера. Движение магнитного потока в образце может начаться в области, где j больше локального значения критического тока $j_c(r)$, в областях $j < j_c(r)$ поток остается неподвижным. Диссипация возникает при появлении непрерывных каналов (областей, где $j > j_c(r)$), начинающихся и заканчивающихся на границах керамики. С учетом этих соображений общее выражение для усредненных ВАХ, описывающих крип потока в джозефсоновской среде

$$E(j) = \int_0^j E_{loc}(j_c', j)\, W(j_c', j_1)\, dj_c', \quad (1)$$

где $W(j_c', j_1)$ - плотность вероятности обнаружения в единице объема образца участков, через которые возможна диффузия потока при $j > j_c'$; j_1 - параметр, характеризующий разброс локальных плотностей критического тока, $E_{loc}(j_c', j)$ - вольт-амперная

характеристика однородного участка джозефсоновской среды с плотностью критического тока j_c'. Нахождение функции $W(j_c', j_1)$ и $E_{loc}(j_c', j)$ является задачей микроскопической теории, учитывающей строение перколяционного кластера. Но из приведенной выше картины ясно, что функция W фактически связана с вероятностью суммы большого числа случайных величин и должна поэтому иметь колоколообразный вид с полушириной j_1. Численное моделирование показало, что в таком случае при разумных предположениях о функции E_{loc} форму результирующей ВАХ можно представить в виде простого выражения

$$j = j_c + j_1 \ln(E/E_0), \qquad (2)$$

где E_0 - величина электрического поля, при котором определяется плотность критического тока j_c. На рис. 2 приведены результаты расчета формы ВАХ по формуле (2) при $j_1 = 0,3 \cdot j_c$ и $E_0 = 3$ мкВ (кривая 3) в сравнении с экспериментальными данными (кривая 2).

Выражение (2) позволяет объяснить увеличение плотности критического тока в композитах Ag - YBaCuO. Как показали исследования на сканирующем электронном микроскопе, малые (до 10%) добавки Ag проникают преимущественно в межгранульные прослойки (как схематически показано на вставке рис. 2), образуя с гранулами хорошие контакты, о чем свидетельствует значительное увеличение электропроводности образцов.

Сопротивление контактов R_K заменяется тогда на сопротивление R_e шунтирующих серебряных прослоек. В результате уменьшается связанное с крипом потока поле E_0 (для заданной величины тока j), которое, как и $E_{loc}(j)$, пропорционально среднему сопротивлению контактов (при любом строении перколяционного кластера и любой схеме усреднения). Это эквивалентно замене в формуле (2) параметра E_0 на меньшую величину $E_0' = E_0 R_e/R_K$, возрастание плотности критического тока (определяемого на уровне $E = E_0$) составит $\Delta j_c = j_1 \ln(R_K/R_e)$ (при $j_1 \sim 0,3 j_c$ и $R_K/R_e \sim 10^2$ $\Delta j_c \sim j_c$).

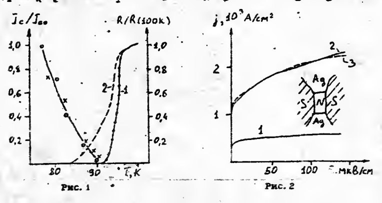


Рис. 1

Рис. 2

C53 **ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ КИСЛОРОДА В $YBa_2Cu_3O_\delta$**

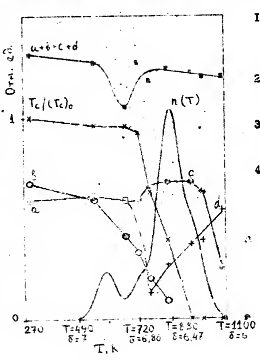
И.В.Валкова, Ю.В.Дадали, А.А.Ивченко, В.Г.Ксенофонтов, П.Н.Михеенко, И.В.Рубан, Б.Я.Сухаревский (Физико-технический институт А.Н.УССР, Донецк)

Определение зарядового состояния медь-кислородной подсистемы важно для понимания механизма сверхпроводимости в ВТСП. Для решения данной задачи могут быть использованы данные мессбауэровской спектроскопии. Примесный атом Fe^{57} замещает медь в основном в позициях CuI (цепочки). При этом типичные значения квадрупольных расщеплений мессбауэровских спектров $Q_a{\approx}1.9$ мм/с, $Q_b{\approx}1.2$мм/с ($\delta{\approx}7$) и $Q_c{\approx}Q_d$ 1.9 мм/с ($\delta{\approx}6$). Эксперименты выполнялись на керамике $YBa_2(Cu_{0.99}{}^{57}Fe_{0.01})_3O_\delta$. Нагреванием под непрерывной откачкой с последующим охлаждением в вакууме был приготовлен ряд образцов с известным значением кислородных индексов, установленных в предварительном эксперименте (на рисунке $n(T)$ - плотность источников газовыделения). Параллельно по диамагнитному отклику определялась температура сверхпроводящего перехода T_c. Анализ мессбауэровских данных (T≈300 K) позволил выделить основные области сосуществования различных спектров, интенсивности которых (a, b, c, d) в зависимости от температуры отжига представлены на рисунке. Полученные величины и знаки тензора ГЭП, структурные данные [1], а также расчеты распределения электронной плотности [2], дополненные поправками на возможные виды локального окружения меди, позволяют установить последовательность структур в базисной плоскости при изменении кислородного индекса:

Δ=6	Δ=6.5	Δ=7	
Cu^+ Cu^+ Cu^+ Cu^+	$Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}$	$Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}$	$Cu^{2+}Cu^{2+}$
	O^{2-} O^{2-}	$O^- \rightleftarrows O^-$ $O^- \rightleftarrows O^-$	O^{2-} $\square$
Cu^+ Cu^+ Cu^+ Cu^+	$Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}$	$Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}Cu^{2+}$	$Cu^{2+}Cu^{2+}$
	O^{2-} O^{2-}	$O^- \rightleftarrows O^-$ $O^- \rightleftarrows O^-$	O^{2-} $\square$
[спектр d]	[спектр c]	[спектр b]	[спектр a]

В интервале $6{\leq}\delta{\leq}6.5$ убывают кластеры типа Δ=6 (спектр d) и нарастают кластеры с Δ=6.5, в которых при малом содержании кислорода наблюдается магнитная структура. В интервале термообработки 700 K≤T≤900 K сосуществуют кластеры с Δ=6; 6.5; 7. При $\delta{\geq}6.5$ сверхпроводимость и магнитное упорядочение в позициях CuII сосуществуют, что согласуется с результатами нейтронографии [3]. Резкий скачок в интенсивности спектра c, трансформирующегося в спектр a,

происходит после нагрева до T≈700 К. Это обстоятельство, а также сильное падение в интервале 300 К≤T≤700 К интенсивности спектра b, определяемого пероксидом, на адекватное выделению кислорода, позволяют предположить смягчение силовых постоянных, связанное с разрушением пероксида: O^{-}_{2} O^{-} → $O^{2-}+O^{0}$ (спектр a). При уходе образовавшегося при этом нейтрального кислорода возникает структура типа δ=6.5 (спектр c), силовые постоянные возрастают до прежней величины (восстанавливается суммарная интенсивность спектра a+b+c+d). Следует отметить, что количественные оценки, связывающие интенсивности мессбауэровских спектров a и b с концентрацией дырок дают значение $n\nu_0$≈0.5, близкое к полученному в [4]. Рассмотренный выше механизм преобразования спектра b в спектр a обеспечивает сохранение концентрации дырок и, следовательно, постоянство T_c в интервале 6.8≤δ≤7.



1. Молчанов В.Н. и др. //Письма в ЖЭТФ.-1989.-49, вып.4.-С.222-224
2. Бабенко В.В. и др. //Сверхпроводимость.-1990.-3,№1,-С.22-25
3. Petitgrand D.et al. //Physica B.-1989.-156&157.-P.858-860.
4. Сухаревский Б.Я.// В кн. 26 Всесоюзн. совещ. по физике низких температур. Тезисы докладов. Донецк, 1990.

С54 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ПИННИНГА НА ГРАНИЦЕ ДВОЙНИКА В КРИСТАЛЛЕ $YBa_2Cu_3O_x$ ИЗ НАБЛЮДЕНИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ.

Л.Я.Винников, И.В.Григорьева, Л.А.Гуревич, А.Е.Кошелев (Институт физики твёрдого тела АН СССР, п. Черноголовка, Московской обл.)

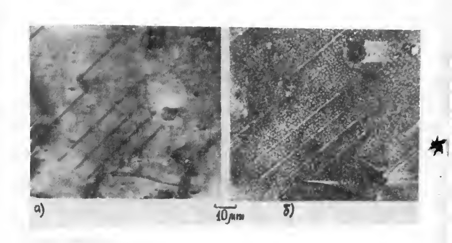
Определение потенциала пиннинга на дефектах структуры или критического состояния (необратимые кривые намагничивания, резистивные измерения критического тока, крип магнитного потока) несут информацию об интегральном взаимодействии вихрей с неоднородностями сверхпроводника. Измерение локальных деформаций вихревой решётки вблизи отдельного дефекта может позволить оценить индивидуальную силу закрепления f_p.

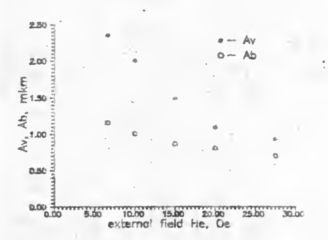
В настоящей работе предлагается метод расчёта потенциала пиннинга из наблюдения методом декорирования /1/ вихревой структуры на поверхности кристалла $YBa_2Cu_3O_x$, содержащего двойниковые границы. Предложена модель, основанная на существовании метастабильного равновесия между вихрями, расположенными на двойниковой границе и в объёме образца. Расчёт даёт следующее выражение для потенциала пиннинга:

$$U_p = \frac{\Phi_0^2}{8\sqrt{2}\pi^{3/2}\lambda^2}\left[\left(\frac{a_b}{\lambda}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{a_b}{\lambda}\right) - \frac{3}{2}\left(\frac{a_v}{\lambda}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{a_v}{\lambda}\right)\right] .$$

где Φ_0 - квант магнитного потока, λ - глубина проникновения, a_b и a_v - периоды вихревого ряда на двойниковой границе и в объёме образца, соответственно.

Картины декорирования наблюдались в оптическом или сканирующем электронных микроскопах после замораживания магнитного потока (6 - 60 Гс) при гелиевой температуре. На рисунках показаны пример вихревой структуры в окрестности двойниковой границы для внешнего поля H_e=10 Э - рис. б и тот же участок в поляризованном свете рис а, и также измеренная зависимость a_b и a_v от H_e. Предполагается, что близкое к равновесному состояние реализуется в наибольших из исследованных полей и потенциал пиннинга на единицу длины вихря вдоль двойниковой границы оценивается для $\lambda(4,2\,K)$= 1400 Å как $U_p \geq 3\,10^{-8}$ эрг/см. Соответственно, индивидуальная сила пиннинга для длины когерентности ξ=30 Å /2/ $f_p \geq 0.1$ дин/см.





I. Ya. Vinnikov, I.A. Gurevich, G.A. Emelchenko, Yu.A. Ossipyan // Solid St.Com. 1988.v.67.No.4.421.

M. Oda, Y. Hidaka, M. Suzuki and T. Murakami // Phys.Rev.B; 1988. v.38.No.1.252.

С55 НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ В ЭТОЙ КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{6.9}$

М.П.Волков,Р.П.Дмитриев,Н.К.Жученко,Е.И.Леяровски(ИФТТ АН Болгарии),Р.З.Ягуд

Перспективность метода деполяризации тепловых нейтронов для исследования смешанного состояния в керамических сверхпроводниках показана нами в работе/1/.В эксперименте измеряется перпендикулярная к внешнему магнитному полю составляющая плотности магнитного потока,пронизывающего образец в смешанном состоянии.Появление этой составляющей мы связываем с изгибом вихревых нитей под действием сил пиннинга.В этом случае необходимо,чтобы вектор поляризации падающих нейтронов был параллелен направлению приложенного внешнего поля,которое,в свою очередь, параллельно оси цилиндрического образца керамики $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ с T_c =91 К(рис.2).Измерения проводились в широком температурном интервале 4,2÷50К в магнитных полях до~2Т(H_{c_1} при Т=4,2К составляет величину ~ 800э),в режимах охлаждения в нулевом поле (ZFC) и в разных полях до Н=12,5 кЭ(FC),а также в зависимости от магнитной предистории образца(по частной и полной петле гистерезиса).Полученные данные о проникновении магнитного потока в гранулы сверхпроводника объясняются в рамках теории критического состояния Бина для несобратимых сверхпроводников I рода /2/. Модель Бина в её простейшей форме предполагает,что эффект пиннинга определяет максимальный градиент индукции или, эквивалентно,максимальный ток J_c .Из данных кривой намагниченности при Т=4,2К(рис.I,кривая I)следует,что $-4\pi M$ слабо зависит от внешнего поля выше Н = 6кЭ,что свидетельствует о возможности использования модели Бина. На рис.2 в верхней части (кривые I,2,3,4,нумерация совпадает с кривыми на рис.I)представлены типичные измерения деполяризации нейтронов,в частности при Т=4,2К,($P/P_0 \sim exp < B_\perp > \cdot \delta$,где δ - размер гранулы) в зависимости от магнитной предистории образца. Немонотонный характер деполяризации связан с изменением неоднородной структуры магнитного потока в гранулах сверхпроводника под действием конкурирующих сил - пиннинга и Лоренца. Это согласуется с представленной в нижней части рис.2 картиной рас -

продоления магнитного потока в зависимости от магнитной предистории образца, следуемой из модели критического состояния.

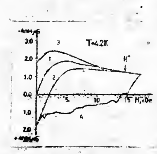
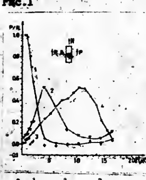


Рис.I



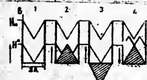


Рис.2

Исследования, проведенные на металлокерамическом слабо анизотропном "жестком" сверхпроводнике $SnMo_5S_6$ ($T_c \simeq 14$К) дали аналогичную зависимость деполяризации при одинаковых приведенных температурах и полях.

В FC экспериментах исходная деполяризация отсутствует при охлаждении в полях от ~ 500 + 12000 Э. По величине поля максимума деполяризации H^* (по модели Бина $H^* \sim J_c$,когда объем гранул переходит в критическое состояние) оценены критические токи гранул сверхпроводника при разных температурах (при T =4,2К $J_c \simeq 5.10^6$ А/см^2)

В работе также определены температурная (при условии $B \propto H$) и полевая (при T =4,2 К) зависимость среднего угла отклонения вихревых нитей от приложенного внешнего поля.

Литература:

I. Волков М.П.,Дмитриев Р.П.,Дученко Н.К.,Трунов В.А.,Ягуд Р.З ЖТФ,т.59,№6,186 (1989).

2 Bean C.P. Rev.of Mod.Phys. v.36,31(1964).

C56 ПОВЕДЕНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 4,2-280К ПО ДАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Л.П.Волкова, А.Г.Иванов, С.Н.Кудряшова, Л.Т.Цымбал
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.Донецк)

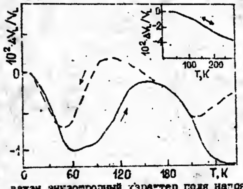
Известные в настоящее время ВТСП-структуры кристаллизуются в решетки типа перовскита. Характерное для таких решеток свойство полиморфизма может приводить, например, к возникновению спонтанной деформации и структурному фазовому переходу с изменением симметрии (А-I5 при $T > T_c$). Подобный структурный переход в системе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ имеет место при $\delta \approx 0,5$: в результате этого точечная симметрия решетки изменяется по типу тетра ⇄ орто. Именно с наличием орторомбической дисторсии связывается появление высоких T_c в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, однако при этом кристалл разбивается на многочисленные ферроэластические домены, способные значительно понижать плотность критического тока J_c [I]. Этим обусловлена важность изучения микроструктуры системы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, имеющей ряд преимуществ перед висмутовыми и таллиевыми системами в смысле практического применения (стабильность вихревой структуры в магнитном поле, простота технологии приготовления и дешевизна исходных компонентов и др.).

Зарождение и рост орторомбических доменов в кристаллитах керамических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в процессе насыщения их кислородом зависит от условий диффузии кислородных атомов внутрь структуры и при каждом среднем значении δ определяется минимумом упругой энергии в кристалле. Отсюда связь между видом реальной доменной структуры и такими параметрами керамических образцов как размер и форма гранул, коэффициент пористости и др. Хорошо известно также о сильном влиянии этих параметров на поведение упругих характеристик однофазных образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с примерно одинаковыми температурами сверхпроводящего перехода $T_c \sim 90$К[2-4]. Естественно предположить взаимосвязь этих явлений. Отсюда следует также, что исследование упругих свойств является хорошим методом изучения микроструктуры этих материалов.

В последнее время появились сообщения о перестройке ферроэластической доменной структуры в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под действием внешнего одноосного сжатия при нагревании их до температур выше комнатной [5]. На этом основаны способы приготовления монодоменных кристаллов. С другой стороны, сильная анизотропия

тепловых свойств соединений I-2-3 должна приводить к высоким остаточным напряжениям при изменении температуры керамических материалов. В ряде случаев амплитуда этих напряжений может оказаться достаточной для образования микротрещин. Таким образом, целесообразно проанализировать возможное влияние внутренних термоупругих напряжений на ферроэластическую доменную структуру в керамических образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ различной гранулярности в интервале температур, включающем T_c.

В самом деле, гранулярность керамики оказывает сильное влияние на амплитуду возникающих напряжений [6], а также на температурное поведение скорости продольного звука частотой 10 МГц (рис.). При этом в крупногранулярной керамике, где напряжения больше по амплитуде, обнаруживается значительный (порядка нескольких %) гистерезис $V_L(T)$ и участки изменения знака наклона dV_L/dT. Обратимость процесса и приводимые численные оценки не позволяют отнести такое поведение скорости за счет микротрещин, однако согласуются с предположением о динамике доменной структуры. При этом возникающие напряжения частично релаксируют. В целом перестройка доменов обладает признаками фазового перехода I-го рода. Для его проявления



важен анизотропный характер поля напряжений вблизи отдельной гранулы, что реализуется при малой площади контактов. Для сравнения на вставке - скорость звука в плотной мелкозернистой керамике [7].

1. Dimos D., Chaudhari P., Mannhart J., LeGoues F.K. //Phys.Rev.Lett.- 1988.- Vol.61.- N2.- pp.219-222.
2. S.Ewert, S.Guo, P.Lemmens, F.Steilmash, J.Wynants, G.Arlt, D.Bonnenberg, H.Kliem, H.Passing. //Solid State Commun.- 1987.- 64.- N8.- P.1153-1156.
3. P.Lemmens, F.Stellmash, S.Ewert, S.Guo, J.Wynants, J.Arlt, A.Comberg, H.Passing, G.Marbach. //Physica C.- 1988.- 153-155.- P.294-295.
4. V.Ramachandran, G.A.Ramadass, E.Sriniraean. //Physica C - 1988.- Vol.153-155.- P.278-279.
5. H.Schmid, E.Burkhardt, B.N.Sun, J.-P.Rivera. //Physica C.- 1989.- Vol.157.- N3.- P.355-350.
6. M.Ortiz, A.Molinari. //J.Mech.Phyz.Solids.- 1989.- Vol.36.- N4.- P.385-400.
7. А.Т.Цымбал, А.Г.Иванов, Л.П.Волкова, А.Н.Черкасов, Ю.Ф.Ревенко, Е.И.Осыко. //СФХТ.- 1989.- Т.2.- N2.- С.9-12.

С57 Особенности проводимости управляемого микроконтакта $W - Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$.

А.П.Володин, И.В.Фальковский (МИСиС, Москва).

Интерпретация результатов туннельных и микроконтактных измерений ВТСП представляет известную трудность, к тому же традиционная постановка эксперимента требует отбора микроконтакта по многим критериям [1]. В этой связи полезно иметь возможность управлять туннельным контактом или микроконтактом в процессе измерения. Одним из эффективных способов реализации управляемого контакта является break-junction [2]. Широкое распространение нашли точечные контакты, настраиваемые механически [3]. Следует ожидать, однако, что наибольшую плавность и точность регулировки контакта обеспечит сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) [4]. СТМ позволяет изменять сопротивление контакта R в диапазоне от сотен Ом до 1 ГОм, причем в любой области указанного диапазона изменение R может быть сделано достаточно малым $\Delta R/R < 0.1$.

В данной работе изучались контакты монокристалл $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ - вольфрамовая игла СТМ. Монокристаллы получены методом бестигельной зонной плавки [5]. Образцы в виде пластин с размерами 3×3×0,2 мм^3 выкалывались из слитка и приклеивались проводящей пастой к держателю СТМ, работающего в жидком He при T = 4,2 К. Измерения проводились при ориентациях иглы, как параллельной, так и перпендикулярной плоскостям Bi-O.

На рис.1 представлен пример плавного изменения ВАХ и спектров проводимости dI/dV(V) управляемого контакта при изменении его сопротивления (измеренного при V > 200 мВ). Зависимость положения каждого из пиков от R близка к линейной. Это свидетельствует в пользу того, что причиной возникновения этих пиков является разрушение сверхпроводимости вдоль токовых путей [6]. Аналогичные измерения проведены в ориентации параллельной Bi-O плоскостям. Существенных различий между ВАХ контактов для обеих ориентаций иглы не наблюдалось.

Регистрация ВАХ с высоким временным разрешением ($\tau < 10^{-4}$с) обнаруживает участки неустойчивости R. Пример осциллограммы ВАХ

представлен на рис.2 (кривая b). Для сравнения приведена ВАХ, зарегистрированная с большой постоянной времени (кривая a) Участки неустойчивости соответствуют областям интенсивных особенностей на зависимостях dI/dV(V) (рис.I).

Таким образом, точечный контакт, управляемый посредством СТМ позволил выявить характер интенсивных особенностей наблюдаемого спектра dI/dV(V). Можно утверждать, что применение подобной методики существенно облегчит интерпретацию результатов туннельных и микроконтактных измерений.

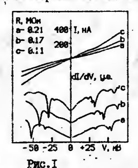


Рис.I

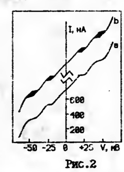


Рис.2

I. И.К.Янсон, Л.Ф.Рыбальченко, В.В.Фисун, Н.Л.Бобров, М.А.Оболенский, Ю.Д.Третьяков, А.Р.Кауль, И.Э.Грабой //ФНТ.-I988.- I5.-9.-С.803-823.

2. J.Moreland, J.V.Ekin// J.Appl.Phys.-1985.-58.-10.-3888-3895.

3. R.S.Gonnelli, D.Andreone, V.Laquaniti, F.Abbattista, and M.Vallino// Phys.Rev.B.-1989.-39.-4.-2201-2268.

4. Володин А.П., Хайкин М.С.//Письма в ЖЭТФ.-I987.-46.С.466.

5. А.М.Балбашов, Е.А.Антонова, А.С.Нигматулин, С.Г.Карабашев, К.В.Киселева, О.В.Александров// Сверхпроводимость: физика, химия техника.-I989.- 2.-N.I.-С.57

6. Г.А.Емельченко, П.А.Кононович, Н.А.Тулина. //ФНТ.-I988.-I4.-7.-С.738-742.

ЭЛЕКТРОН-ВИБРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.А.Волошин (Донецкий физико-технический институт АН УССР Донецк)

В системе $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ сверхпроводимость разрушается при росте X в отличие от подобных систем с другими редкоземельными (РЗ) заместителями, в которых Тс остается равной ~ 90 к. Несмотря на интенсивные исследования, причины этого эффекта не понятны [I].

Ниже высказывается гипотеза, что причиной тушения сверхпроводимости является образование вибронного состояния. Последнее понимается как состояние, при котором электронное и ядерное движение нельзя разделить принципиально. Нужно обратить внимание на следующие факты: природа химической связи РЗ комплекса определяется расстоянием (R) между РЗ ионом и ионом лиганда (O, Cl, F). При $R > R_{cr}$ (критическое расстояние R_{cr} дано в таблице I) существует d-связь (смесь волновых функций лиганда с s, p-, но, главным образом, d-функций РЗ иона). При $R \leq R_{cr}$ существует f-связь (определяющим является вклад f-функций РЗ иона) [2,3]

Таблица I [3]

Критические расстояния (A^{o})

РЗ	РЗ-O	РЗ-Cl	РЗ-F
$Pr(4f^2)$	2,38	2,79	2,31
$Tb(4f^8)$	2,30	2,71	2,23
$Ho(4f^{10})$	2,28	2,69	2,21
$Tm(4f^{12})$	2,26	2,67	2,19

В ситуации, когда основной уровень $4f$-конфигурации вырожден (структура должна быть тетрагональной $\mathcal{D}_{4h}$, а на $4f$-оболочке должно находится четное число электронов), $R \leq R_{cr}$ (реально $R \cong 2,38$) и среди колебаний комплекса есть вырожденные, на систему распространяется теорема Яна-Теллера. Происходит электрон-вибронный переход. Симметрия понижается до $\mathcal{D}_{2h}$ (половина связей Pr-O становится f-связями с $R \leq 2,37A^{o}$, а половина - d-связями с $R \geq 2,40A^{o}$. f-связи прочнее d-связей на величину энергии ян-теллеровского взаимодействия (~40 см$^{-1}$). Формально образуются два комплекса: вибронный

(с f-связями), колебания которого связаны с движением f-электронов, что должно порождать вибронный спектр, как в видимой, так и в ИК-области, и электронный комплекс (с d-связями), который дает чисто колебательный Раман-спектр и чисто электронный. Плоскости этих комплексов расположены перпендикулярно друг другу, что должно резко усилить анизотропию проводимости в ab-плоскости. При подсчете числа колебательных мод нужно учитывать, что оба эти комплекса имеют один и тот же центральный ион. Вибронный Раман-спектр должен быть менее интенсивным по сравнению с колебательным. Линии его должны реагировать на магнитное поле в соответствии с большим моментом родительского основного электронного уровня $4f^2$-конфигурации ($^3H_4$). С более тяжелыми РЗ-ионами (с четным числом f-электронов) вибронные комплексы должны образовываться согласно с табл. 1, только при высоком давлении (~30 кбар). При этом давлением можно будет включать и выключать сверхпроводимость.

1. Radousky H.B., McCarthy K.F., Peng J.L. // Phys. Rev. B. – 1989. – 39, N 16, 12383–12386.
2. Волошин В.А. // ЖЭТФ. – 1986. – 90, N 4. – 1336–1350.
3. Voloshin V.A. Prediction of electron-vibronic transition. Preprint DonPhTI-89-35. Donetsk, 1989.

C559 Нейтронографическое исследование атомно-разупорядоченных структур высокотемпературных сверхпроводников.

В.И.Воронин, И.Ф.Бергер, Б.Н.Гощицкий.

Институт физики металлов УрО АН СССР, 620219 Свердловск, ГСП-170.

В докладе представлены результаты структурных исследований образцов $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$, облученных быстрыми нейтронами, проведено сравнение с имеющимися в литературе данными других эффектов (уменьшение содержания кислорода, допирование медной подрешетки другими элементами). Показано, что содержание кислорода в решетке $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ при облучении не меняется [1]. Происходит перераспределение его в базисной плоскости по позициям O4 и O5, которое приводит к тетрагонализации решетки. При дальнейшем увеличении флюенса быстрых нейтронов после достижения критической плотности дефектов нарушается трансляционная симметрия решетки, т.е. осуществляется переход из кристаллического состояния в аморфное. Также при облучении возникают статические смещения атомов из своих мест, изотропное расширение решетки. Показано, что с ростом температуры происходят в определенном смысле похожие процессы: переход атомов кислорода из O4 в O5 [2], изотропное расширение решетки за счет увеличения амплитуды колебаний атомов [3,4], затем наступает плавление (аналог аморфизации). Такие же изменения наблюдаются в облученных образцах $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$: изотропное расширение решетки за счет возникновения статических смещений и аморфизация. При уменьшении содержания кислорода и допировании медной подрешетки происходят качественно другие структурные изменения [1,5].

T_c в облученных $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ исчезает при флюенсе быстрых нейтронов ~10^{19} см$^{-2}$ в кристаллической фазе. Измерения сопротивления показывают, что при всех типах дефектов (в том числе возникающих при облучении) наступает переход металл-диэлектрик. Из сравнения изменений кристаллических структур и T_c сделано предположение, что изменение T_c связано с эффектами локализации зарядов, которые обусловлены либо изменением концентрации носителей (в кислород-дефицитных образцах), либо возникновением хаотического потенциала (в облученных), либо другими причинами (в допированных образцах).

1. Алексашин Б.А., Воронин В.И. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т.95. С.686-697.
2. Jorgensen J.D. et al. // Phys.Rev.B. 1987. V.36. P.3608-3615.
3. Hewat A.W. et al. // Sol.St.Comm. 1987. V.64. P.301-307.
4. Baghi M. et al. // Jap.J.of Appl.Phys. 1988. V.27. P.L1238-L1240.
5. Moceli P.E., Jamason J.M. et al. // Phys.Rev.B. 1988. V.37. P.5932-5935.

С60 ИЗУЧЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$

А.П.Воронов, А.Ю.Гринченко, В.И.Макаров, Н.А.Скакун, Р.П.Слабоспицкий

Харьковский физико-технический институт АН УССР, г.Харьков)

Впервые с помощью метода обратного рассеяния (H^+ и He^+) и ядерной реакции $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$, возбуждаемой каналированными протонами, исследованы монокристаллы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Анализ проводился с помощью пучков ускоренных ионов водорода с E_p= 650 кэВ и гелия с E_{He}= I,5 МэВ. Расходимость пучка не превышала 0,0I°.

Монокристаллы выращивались методом кристаллизации из раствора-расплава на платиновый кристаллодержатель. Растворителем служил тетраборат лития с концентрацией 50 мол. %. Рост монокристаллов проводился при медленном, около 0,5 град/ч, снижении температуры. Методом РСА показано, что кристаллы La_2CuO_4 относятся к орторомбической сингонии, а легированные стронцием к тетрагональной. Содержание стронция определяли химическим анализом.

Кристалл	a, Å	в, Å	c, Å
La_2CuO_4	5,3548	5,3845	I3,I490
$La_{1,95}Sr_{0,05}CuO_4$	5,3589		I3,I5I6
$La_{1,88}Sr_{0,12}CuO_4$	5,345I		I3,I567

Габитус кристаллов La_2CuO_4 представляет собой усеченную пирамиду, ограниченную плоскостями типа {00I} и {III}. Монокристаллы, содержащие стронций, представляют собой пластины с хорошо развитой плоскостью {00I}.

Из спектров обратного рассеяния ионов гелия определено отклонение элементного состава указанных соединений от стехиометрического для разных глубин (для тяжелых элементов матрицы). Измерены ориентационные зависимости выхода обратнорассеянных ионов He^+ от лантановой и медной подрешеток. Минимум углового распределения χ_{min} при сканировании кристаллографической оси ⟨00I⟩ составил ~0,032 для $La_{1,88}Sr_{0,12}CuO_4$ (рис. I), что близко к теоретически ожидаемому и сви-

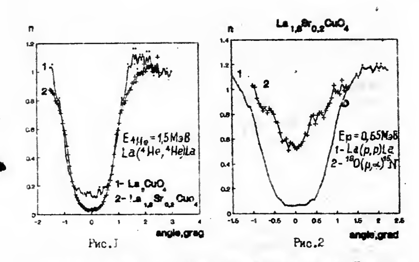


Рис.I Рис.2

детельствует о высоком качестве исходных кристаллов. Несколько большее значение $\chi_{min} \approx 0,12$ (рис. I) для кристаллов La_2CuO_4 связано с наличием большого числа дефектов в них по сравнению с $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$. По интенсивности поверхностного пика на осевом спектре проведена оценка ширины приповерхностного разупорядоченного слоя, которая составила ~25 Å для исследованных кристаллов.

С помощью ядерной реакции $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$ изучены угловые зависимости выхода α- частиц из кислородной подрешетки кристалла, одновременно регистрировались протоны, рассеянные на лантановой подрешетке. На рис. 2 представлены ориентационные зависимости нормированного выхода обратно рассеянных протонов (I) и α- частиц реакции (2), полученные при сканировании вблизи кристаллографического направления ⟨00I⟩. Выход протонов в минимуме углового распределения составил ~0,05, что практически совпадает с расчетным. Существенное различие в $\chi_{min}(La)$ и $\chi_{min}(O)$ обусловлено особенностями формирования атомами кислорода направления ⟨00I⟩ и различной толщиной слоя монокристалла, из которого выходят α- частицы реакции $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$ и обратно рассеянные протоны от лантановой подрешетки. Не исключено, что в это различие может вносить вклад и разупорядоченность кислородной подрешетки по отношению к лантановой, обусловленная либо существенным различием тепловых колебаний атомов O и La, либо ее дефектностью.

С61 ОБ ОСОБЕННОСТЯХ АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ La_2CuO_4

А.П.Воронов, В.С.Клочко, В.Н.Макаров (Харьковский физико-технический институт АН УССР), Н.В.Заварицкий (Институт физических проблем АН СССР, г. Москва)

На монокристаллах La_2CuO_4 были выполнены измерения продольной скорости звука V и коэффициента поглощения α в интервале температур Т 4,2-300 К и в диапазоне частот f – 20÷150 мГц. Монокристаллы La_2CuO_4 были выращены кристаллизацией из раствора-расплава на платиновый кристаллодержатель. Использовали платиновые тигли и химические реактивы квалификации "осч". В качестве флюса использовали тетраборот лития, концентрация кристаллообразующих окислов составляла 50 мол %. Шихту тщательно перемешивали, загружали в тигель и плавили в печи, гомогенизировали при 1250°С 10-12 часов. Кристаллизацию проводили при охлаждении расплава от 1160°С по 0,5-1,0 о/ч. Выросшие кристаллы извлекали из расплава вместе с кристаллодержателем и охлаждали до комнатной температуры. По результатам рентгенфазового анализа кристаллы относятся к орторомбической сингонии и имеют параметры решетки a = 5,3548 Å; b = 5,3845 Å; С = 13,1490 Å. Изучение акустических свойств было проведено на 2-х монокристаллах размерами 5х5х3 мм^3 и 5х7х4 мм^3 с помощью стандартной импульсной методики.

Нами были обнаружены аномалии на температурной зависимости величины скорости звука в интервале температур 100÷140 К вдоль осей [100], [111] и [001] (рис. 1). Характерная особенность этих аномалий состоит в том, что в указанном интервале с понижением температуры наблюдается резкое (~5 %) возрастание скорости звука вдоль оси [001] и (~5 %) уменьшение скорости звука вдоль оси [100]. Представляется, что одной из возможных причин обнаруженных аномалий может быть фазовый переход, в результате которого "новая" решетка по отношению к "старой" обладает большей "жесткостью" вдоль оси [001] и "смягчается" вдоль оси 100 . Заметим, что в кристаллах La_2CuO_4 наблюдается так же существенное различие температурной зависимости теплопроводности между осями [001] и [100] /1/.

Ранее /2/ отмечалось, что частотная зависимость коэффици-

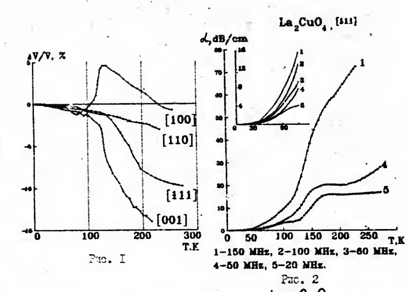


Рис. I

1-150 MHz, 2-100 MHz, 3-60 MHz, 4-50 MHz, 5-20 MHz.

Рис. 2

ента поглощения в керамических образцах La_2CuO_4 отличается от зависимости ω^2. Измерения коэффициента поглощения звука, выполненные на монокристаллах La_2CuO_4 в различных направлениях [001], [110] и [111] показывают (рис. 2), что частотная зависимость коэффициента поглощения в этих направлениях существенно отличается от ω^2, хотя для фононной системы выполнено условие $\omega\tau_{\varkappa} \ll 1$ ($\tau_{\varkappa}$ - характерное время релаксации, определенное из температурной зависимости коэффициента теплопроводности).

Наблюдение частотной зависимости поглощения звука с показателем степени меньше 2 обычно связывается с взаимодействием звуковой волны с двухуровневой системой, характерной для аморфных сред. Исследования кристаллов, использованных нами в измерениях рентгеноструктурным и методом каналирования заряженных частиц, свидетельствовали о совершенстве их кристаллографической структуры.

I. N.V.Zavaritsky et al. M²HTS Stanford Jul 25-28. - 1989.
2. Макаров В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 48. - 1988. - С. 326.

C62 НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Б.Б.Воронов, А.И.Коробов (МГУ, физический факультет, Москва).

Повышенная чувствительность упругой нелинейности генерация гармоник, модули упругости высших порядков в металлах к изменению их электронного спектра [1-3] может быть использована для получения дополнительной информации об электрон-фононном взаимодействии в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП).

Указанные эффекты могут оказаться полезными при исследовании керамик, где традиционные акустические измерения влияния изменения энергетического спектра носителей заряда на поглощение звука в значительной степени затруднены существенным фоновым затуханием, обусловленным рассеянием на кристаллитах.

В работе исследованы температурные зависимости всех независимых компонент тензора модулей упругости третьего порядка (УМТП) ВТСП-керамики $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ (размеры образца 2x2x4 мм, пористость ≈87%, Tc = 91.3 ± 0.5 К) в приближении изотропной среды. Значения УМТП определялись по методике [3] в интервале Т=77-300 К на частоте звука f = 10 МГц. Относительная ошибка определения C_{ijk} не превышала 10-15% (см. рис.).

Наряду с этим проведены измерения модулей упругости второго порядка образца, увеличение которых в интервале Т=4.2-300 К составило ≈4%.

Экспериментально полученные зависимости $C_{ijk}(T)$ имеют особенность в окрестности Tc: модуль C_{112} меняет знак, почти в два раза уменьшается величина C_{111}.

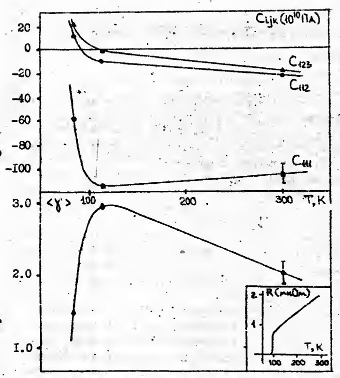
Полученные результаты позволили рассчитать температурную зависимость параметра Грюнайзена исследуемого материала, характеризующего ангармонизм решетки керамики $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ [4]:

$$\langle\gamma\rangle = F\left\{\left(1+\frac{C_{11}+C_{111}}{2C_{11}}\right)^2 + 2\left(1+\frac{C_{12}+C_{166}}{C_{11}-C_{12}}\right)^2\right\}$$

$$C_{166} = \frac{1}{4}\left(C_{111}-C_{112}\right)$$

где F - нормировочный множитель [4], C_{11}=109 ГПа, C_{12}=26 ГПа при Т = 300 К.

Приведенные значения параметра Грюнайзена (см. рис.) находятся в согласии с имеющимися оценками [5].



Резкий спад величины <γ> ниже Tc указывает на ослабление электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводящей фазе материала, что, как следствие, должно привести к уменьшению диссипации энергии акустической волны при переходе в сверхпроводящее состояние. Последнее особенно важно, так как до настоящего времени в керамических ВТСП-материалах достоверно не обнаружено подобного эффекта, который характерен для обычных сверхпроводников, описываемых теорией БКШ.

1. Лифшиц И.М., Ржевский В.В., Трибельский М.И.//ЖЭТФ. 1981. Т.81.С.1529-1541.
2. Буга С.Г. и др.//ФТТ. 1985.Т.27.В.8.С.2291-2298.
3. Вороноб Б.Г. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1988.Т.47.В.4.С.345-348.
4. Мэзон У.//Физическая акустика. Т.IIIБ. М., Мир. 1968.С.312.
5. Ledbetter H.// Physica C. 1989. V.159. P. 488-490.

С63 РОСТ И СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

В.Гевалек, Д.Линцен, К.Фишер, Р.Герт (Физико-технический институт АН ГДР, Иена, ГДР)

На основе исследований фазовых диаграмм изготовлены монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ методами плавления флюса и роста зерен, исходя из керамики нестехиометрического состава. Морфологические особенности кристаллов анализируются с учетом технологии выращивания.

Монокристаллы, полученные из расплава, представляют собой пластины размером (3х2х0,05) мм^3; у кристаллов, выращенных по технологии роста зерен, размеры были большими, особенно в с-направлении.

Сверхпроводящие свойства определялись с помощью чувствительного метода восприимчивости, измеряемой на переменном токе. Её действительная и мнимая части были найдены как функция температуры в слабых магнитных полях, создаваемых постоянным током.

Отжиг в атмосфере кислорода необходим для получения полностью окисленных кристаллов с малыми ширинами переходов. С помощью высокочувствительного метода измерения магнитного крутящего момента исследовались анизотропия критического поля H_{cI} и проблемы пиннинга границ двойникования.

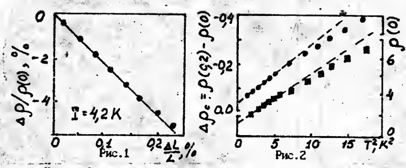
C64 ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ UPt_3

Ю.П.Гайдуков, Н.П.Данилова, Л.Тайфер
(МГУ им.М.В.Ломоносова, Москва)

Со времени обнаружения сверхпроводимости в соединениях, представляющих собой системы с тяжелыми фермионами (1979г.), проведено большое количество исследований, результаты которых позволяют предположить, что за эту сверхпроводимость ответственны электрон-электронные (э-э) взаимодействия. Однако, хотя огромное количество данных убеждает в этом выводе, все же они не могут иметь решающего значения в ответе на вопрос о механизме спаривания. Представляется, что полученные в последнее время результаты ряда исследований /1/ могут пролить совершенно новый свет на решение этого вопроса.

Указанием на сильное э-э взаимодействие вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_K) является, в частности, наблюдение в UPt_3 квадратичной зависимости сопротивления от температуры ($\rho = \rho_0 + AT^2$) с большим значением A /2/. В этой же работе показано, что гидростатическое давление подавляет как сверхпроводимость, так и э-э взаимодействия, причем общее влияние давления на электрические свойства представляет из себя суммарный эффект упругих деформаций вдоль различных кристаллографических осей. Имеются указания на то, что в гексагональном UPt_3 чувствительность его к различным деформациям крайне анизотропна. Поэтому представляет несомненный интерес исследовать анизотропию электронных характеристик при одноосных деформациях решетки вдоль различных направлений и, следовательно, попытаться определить, какого рода изменения в параметрах решетки оказывают решающее влияние, с одной стороны, на сверхпроводимость, и с другой,- на э-э взаимодействия. Настоящая работа - первая в ряду таких намеченных исследований.

Измерения проведены на нитевидных кристаллах (НК) UPt_3, выращенных из высокочистого исходного материала путем самопроизвольного роста при резком охлаждении расплавленного вещества внутри охлаждаемого водой медного тигля, помещенного в высокочастотную печь. Образцы монтировались на растягивающем устройстве /3/ и исследовалась зависимость сопротивления НК от упругого растяжения ($\Delta L/L$) вдоль C-оси в интервале температур 1,3-4,2 К.



На рис.1 приведена типичная зависимость изменения сопротивления от упругого растяжения, полученная на НК с размерами 15мкм х 70мкм х 1,5мм, из которой следует, что сопротивление при растяжении уменьшается со скоростью, соответствующей $\Delta\rho/\rho(0) = -4,3\%$ при $\Delta L/L = 0,2\%$. Более того, скорость этого уменьшения не зависит от температуры, что видно из рис.2. Отметим, что квадратичная зависимость $\rho(T)$ при температурах ниже 2,5К сохраняется и при растяжении.

Таблица

напряжение	$\Delta c/c$	$\Delta a/a$	$\Delta(c/a)/(c/a)$	$1/3\Delta V/V$	$\Delta\rho/\rho_0$	$\Delta A/A$
	%	%	%	%	%	%
кзотропное	-0,20	-0,216	+0,216	-0,211	0	-41
$\sigma \parallel c$	-0,20	+0,076	-0,276	-0,016	+4,3	+4,3

В таблице сравниваются результаты, полученные в настоящей работе и в /2/ (с привлечением данных об упругих константах), откуда следует, что сжатие по оси С вызывает слабое возрастание или большое увеличение сопротивления в зависимости от того, растяжение или сжатие, соответственно, происходит при этом по другим направлениям в базисной плоскости. Результаты же /1/ свидетельствуют о том, что уже при слабом сжатии UPt_3 вдоль оси С наблюдается сильное уменьшение T_K, сжатие же в базисной плоскости к значительным смещениям T_K не приводит.

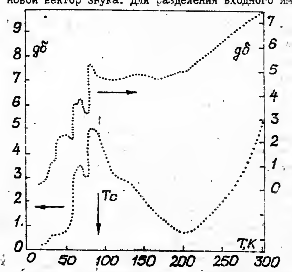
Таким образом, можно сделать вывод о том, что связь между э-э взаимодействием в нормальном состоянии вблизи T_K и началом сверхпроводящего перехода более сложная, чем представлялось ранее.

1. K.Hasselbach et al.// Phys.Rev.Lett.-1989.-63, 93-97.
2. J.O.Willis et al.// Phys.Rev.- 1985.-B31.1654-1661.
3. Ю.П.Гайдуков и др.//ПТЭ.-1979.-1.250-251.

С 65 ПОГЛОЩЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_7$

Е.М.Ганапольский, А.П.Королюк, В.И.Хижный
(Институт радиофизики и электроники АН УССР, Харьков)
А.В.Бондаренко, М.А.Оболенский (Харьковский госуниверситет)

В последнее время созданы образцы монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$ с $T_c \doteq 92$ К и узкой областью сверхпроводящего перехода 0,2 - 0,5 К, которые имеют сравнительно большие размеры и плоскопараллельные естественные грани, перпендикулярные оси $\vec{c}$ [I]. Благодаря этому открываются реальные возможности для изучения акустических свойств монокристаллов ВТСП на высоких частотах вплоть до частот гиперзвукового диапазона. В работе впервые изучены акустические свойства монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$ на частотах 210 МГц и 600 МГц в интервале температур от 10 К до 300 К. Образцы монокристаллов, на которых проведены измерения коэффициента поглощения продольного звука, представляли собой пластинки (2x2x0,13 мм^3) с ориентацией оси $\vec{c}$ вдоль наименьшего размера. Измерения были выполнены эхо-импульсным методом "на проход" при $\vec{q} \parallel \vec{c}$, где $\vec{q}$ - волновой вектор звука. Для разделения входного импульса, длительностью I мкс, и импульса, прошедшего через образец использовался сапфировый звукопровод длиной 35 мм. Звуковая головка находилась в ампуле, температура в которой изменялась со скоростью~1град/мин. Измерения проводились в линейном режиме при средней акустической мощности в образце~10⁻ Вт, когда эффекты нагрев не проявляются. Температура образца контролировалась с точностью I К. Как видно из данных, приведенных на рисунке, температурная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(T)$ на частоте 200 МГц имеет существенно немонотонный характер (охлаждению со-



ответствует нижняя кривая, нагреванию – верхняя). При понижении температуры кристалла наблюдается уменьшение затухания до температуры 200 К. Затем спад затухания сменяется его возрастанием и при 90 К затухание достигает максимума, затем оно снова резко уменьшается при 75 К и 60 К. Характер $\alpha(T)$ при нагревании кристалла в основном сохраняется, хотя температуры, при которых наблюдаются резкие спады затухания увеличиваются. Заметное изменение в $\alpha(T)$ при нагреве (гистерезис) возникает при $T > 120$ К.

Измерения $\alpha(T)$ на частоте 600 МГц показали, что характер температурной зависимости такой же, как и на 200 МГц. Наблюдается спад поглощения при охлаждении кристалла от 300 К до 220 К и максимум поглощения при 100 К. Прежде всего следует отметить, что в области сверхпроводящего перехода не проявляются какие-либо особенности в поглощении звука. Резкие спады поглощения, которые устойчиво наблюдались, располагаются приблизительно на 15 К (частота 200 МГц) ниже T_c. Второе важное обстоятельство заключается в том, что изменение поглощения звука с температурой является аномально большим: в максимумах оно достигает 340 дБ/см и 980 дБ/см для частоты 210 МГц и 600 МГц соответственно. Следует отметить, что изменение сигнала без образца за счет акустических контактов и звукопровода не превышало 1 дБ в диапазоне 10 К - 300 К. Для объяснения температурной зависимости $\alpha(T)$ и высокого поглощения звука в максимумах можно высказать следующее. Поскольку особенности $\alpha(T)$ не коррелируют с температурной зависимостью $\rho(T)$ [1], то затухание звука, при $T = 100 \div 200$ К обусловлено не электронными, а чисто фононными процессами, в частности механизмом Ахиезера, когда со звуком сильно взаимодействует группа фононов, обладающих временем релаксации порядка ω^{-1}. Об этом свидетельствует и тот факт, что увеличение частоты ω привело к смещению наблюдающихся пиков $\alpha(T)$ в область более высоких температур, кроме этого величина поглощения в максимуме $\alpha(T)$ хорошо согласуется с данными измерений скорости звука [2], если предположить, что в области максимума $\alpha(T)$ выполняется условие $\omega\tau \simeq 1$. Возрастание затухания при $T > 200$ К возможно связано со структурным фазовым переходом при 240 К, который сопровождается значительным увеличением диэлектрической постоянной [3] и в связи с этим постоянной Грюнайзена, определяющей величину поглощения звука при реализации механизма Ахиезера.

1. Оболенский М.А. и др. // СФХТ.-1989.-15, № 11,-С.1152-1159.
2. Saint-Paul M. at al.-Solid St.Comm.-1988.-66, p.641-643.
3. Horie Y. at al.-J.Phys.Soc.Japan.-1989.-58, p.279-290.

С66 КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СОПРОТИВЛЕНИЕМ В НОРМАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ И ТЕМПЕРАТУРОЙ T_c СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ КЕРАМИКИ.

В.Ф.Гантмахер, А.М.Неминский, Д.В.Шовкун (Институт физики твердого тела АН СССР, Черноголовка)

Мы предприняли попытку установить корреляцию в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ между производной $\partial\rho/\partial T$ при высоких температурах и температурой T_c. Для этого образец с вожженными серебряными контактами, находившийся в герметичной ампуле с небольшим количеством гелия для теплообмена, подвергался поочередно отжигу при $T\approx750$ К и измерению зависимости сопротивления R(T) в интервале от 700 К до 4.2 К. Отжиг, занимавший около часа, контролировался по росту R и прекращался, когда R увеличивалось примерно на 10-15%. Общепризнано, что главный результат такого отжига - уход кислорода, т.е. уменьшение x. Зависимости R(T) снимались при скорости изменения T около 5 К/мин. Всего было проделано около 20 таких циклов.

Ряд полученных таким образом зависимостей представлен на рис.1. Около кривых проставлены номера циклов, на которых они сняты. Для области высоких температур, где R(T) имеет металлический характер и может быть представлена в виде $R(T)=R_0+(\partial R/\partial T_{|400K})T$, проанализирована связь между R_0 и $p=\partial R/\partial T$. Обнаружен интервал состояний образца, где R_0 неизменно при растущем $\partial R/\partial T$ (см. рис.1 и 2).

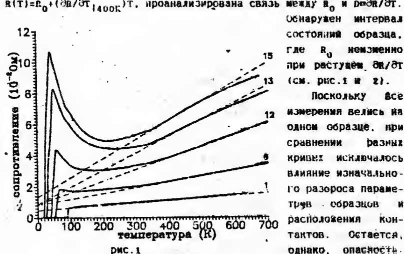


рис.1

Поскольку все измерения велись на одном образце, при сравнении разных кривых исключалось влияние изначального разороса параметров образцов и расположения контактов. Остается, однако, опасность

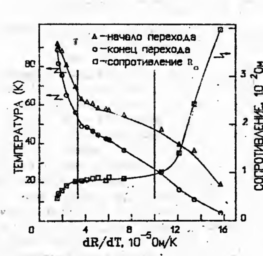


рис.2

что из-за возникновения пространственной неоднородности и появления диэлектрических прослоек при удалении кислорода может произойти изменение токовых линий в образце, т.е. изменение геометрического фактора φ в соотношении $R=\rho\varphi$. Однако, тогда имела бы место пропорциональность $R_0 \propto D$. По этой же самой причине рост D нельзя объяснить падением концентрации носителей n. Таким образом, постоянство R_0 оказывается центральным экспериментальным фактом позволяющим сделать вывод, что $\partial\rho/\partial T \propto \partial R/\partial T$, и что рост $\partial\rho/\partial T$ с уменьшением концентрации кислорода не обусловлен уменьшением n, во всяком случае в простейшем варианте, когда $\rho=p_F/ne^2 l$ (p_F - импульс Ферми, l - длина пробега).

На основании сказанного, а также ввиду отсутствия общепризнанной модели нормального состояния ВТСП, можно предложить считать параметром нормального состояния величину $\partial\rho/\partial T$. С этой точки зрения следует рассматривать представленную на рис.2 зависимость $T_c(D)$, особенно в той ее части, где $R_0(D)=const$, т.е. где $D=\partial R/\partial T \propto \partial\rho/\partial T$.

Отметим, что если величина $d\rho/dT$ определяется электрон-фононным взаимодействием, следует признать, что константа этого взаимодействия возрастает с уменьшением содержания кислорода. В этом случае трудно объяснить наблюдаемое падение T_c в рамках теории сверхпроводимости, базирующейся на фононном механизме.

C67 ЭНЕРГИЯ "ДЫРКИ" В ВИХРЕВОЙ ЛИНИИ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Генкин В.М.
ИПФ АН СССР, г.Горький.

В модели слоистого сверхпроводника вихревая линия представляет из себя совокупность двумерных вихрей, расположенных последовательно в каждом слое. В докладе обсуждается энергия "дырки" в вихревой линии, когда в одном из слоёв двумерный вихрь отсутствует.

Пусть вихревая линия совпадает с осью z и φ_n-фаза параметра порядка в n-ом слое, n= ± 0,1,2... В слое с n=0 имеется "дырка". Это означает, что калибровку φ_n можно выбрать в виде $\varphi_n = \theta(1-\delta_{n0})$, где (ρ,θ,z)- цилиндрические координаты. В этом случае между слоями с номерами 0 и I, 0 и -I будет течь джозефсоновский ток, пропорциональный $\sin\theta$. Энергия оказывается пропорциональной площади, так как плотность тока не зависит от ρ.

Однако джозефсоновского тока не будет, если между этими тремя слоями возникнет векторный потенциал, имеющий z-компоненту $A_z=\Phi_0\theta/2\pi d \cdot \mathrm{sign}\, z\, \Phi(d-|z|)$, где d-расстояние между сверхпроводящими слоями, $\Phi(x)$-функция, равная нулю при $x<0$ и единице при $x>0$, Φ_0 -квант магнитного потока. Уравнение для A_θ компоненты векторного потенциала непосредственно получается из общего уравнения $\nabla^2 \vec{A}$-grad div $\vec{A} = -4\pi\vec{j}/c$ с учетом того что div $A \neq 0$, и из выражения для плотности тока

$$j_\theta = \frac{d\, c}{4\pi\lambda^2}\left\{\frac{\Phi_0}{2\pi\rho}\sum_{n\neq 0}\delta(z-nd) - \sum_n A_\theta(z,\rho)\,\delta(z-nd)\right\}$$

где λ-лондоновская длина. Первая сумма описывает сверхпроводящий

ток, связанный с циркуляцией фазы параметра порядка. Исключение при суммировании члена с $n=0$ связано с отсутствием вихря в нулевом слое. Решение можно записать в следующем виде

$A_\theta = A^0_\theta + \frac{\Phi_0}{2\pi\rho}(|z|/d-1)\Phi(d-|z|)+\delta A_\theta$, где A^0_θ -векторный потенциал поля невозмущённой вихревой линии. Второй член совместно с выражением для A_z можно рассматривать как калибровочное преобразование поля $\vec{A}=\vec{A}+\nabla\chi$, $\chi=\Phi_0\theta(|z|/d-1)(d-|z|)/2\pi d$, а δA_θ описывает поле "дырки" в вихревой линии. При $|z| < d$ $\delta A_\theta=\Phi_0 d/4\pi\lambda^2\rho\,(|z|-d/3-z^2/d+z^3/3d^2)$, при $|z|>d$ двумерная фурье-компонента

$$\delta A_\theta(\vec{q},z)=i\Phi_0 d^3\,\vec{q}\times\vec{z}_0/24\lambda^3 q^2\,(q^2\lambda^2+1)^{1/2}\exp[-(q^2\lambda^2+1)|z|/\lambda],$$

где $\vec{z}_0$-единичный вектор вдоль оси z.

Энергия такого возбуждения в виде "дырки", легко может быть получена из выражений для поля и тока и равна

$$E=\Phi_0 d^3/32\pi^2\lambda^4\,\{\ln(\lambda/\xi)+\ln(L/\xi)/10\pi\}$$

где L-размер системы, ξ-радиус когерентности в плоскости слоёв. Для разумных значений $L < 1$ см логарифмическая расходимость от L не существенна, и энергия будет определяться только первым членом в круглых скобках. Полагая $d = 10^{-7}$ см., $\lambda=10^{-5}$ см, $\lambda/\xi=100$, получим для энергии величину порядка $6\ 10^{-17}$ эрг. Столь малое значение E свидетельствует о том, что концентрация таких возбуждений в вихревой линии должна быть велика. Возможно с этим связано расплавление вихревой решетки в ВТСП при сравнительно высоких температурах.

С68

АНДРЕЕВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ТОКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Г.М.Генкин, А.В.Окомельков

(Институт прикладной физики АН СССР, Горький)

В сверхпроводниках типа, например, Y-Ba-Cu-O существуют [1] или могут быть созданы пространственные неоднородности сверхпроводящего параметра порядка (например, в областях межгранульных контактов, вблизи токовых контактов, вблизи поверхности образца и др.). Рассмотрению роли таких неоднородностей в сверхпроводнике, а также исследованию возможности объяснения с помощью них различных физических экспериментов, в которых реализуются неравновесные состояния сверхпроводников и посвящено настоящее сообщение.

Исследование неравновесных состояний в неоднородных сверхпроводниках возможно с помощью кинетических уравнений [2]. Этот подход успешно использовался в работе [3] и других для описания промежуточного состояния, которое реализуется в сверхпроводниках первого рода. В [3] было показано, что вследствие андреевского отражения надбарьерных квазичастиц на S-N границе в промежуточном состоянии сверхпроводника электрическое поле испытывает скачок. В отличие от [3] нами рассмотрена ситуация, когда в сверхпроводнике "объёмное" значение параметра порядка не стремится к нулю, но существует локальное уменьшение параметра порядка в пространстве. При этом значительная часть квазичастиц в области такой неоднородности локализована в "потенциальной яме", обусловленной неоднородностью параметра порядка $\Delta(r)$. При этом эффект "возникновения" электрического поля на неоднородности пропорционален числу квазичастиц, локализованных в области неоднородности благодаря андреевскому отражению. Концентрация квазичастиц, локализованных на неоднородности) зависит от параметров неоднородности и внешних параметров - внешнего оптического или СВЧ-излучения, температуры образца. Указанный механизм по-видимому позволяет объяснить экс-

перименты по оптическому "разрушению" сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках, а так же - возникновение нетеплового отклика сверхпроводника на СВЧ- излучение. Действительно, внешнее излучение приводит к неравновесной функции распределения квазичастиц и к изменению ширины сверхпроводящей щели Δ, а следовательно - к изменению числа квазичастиц, локализованных на неоднородностях, а следовательно - к появлению на сверхпроводящей плёнке, по которой течёт ток, конечной разности потенциалов.

Другим важным механизмом возникновения сильной неравновесности и отклика сверхпроводника на внешние воздействия, связанным с наличием неоднородностей, является механизм когерентной неустойчивости [4]. В [4] этот механизм обсуждался для пространственно-однородного сверхпроводника. Когерентная неустойчивость обеспечивает локальный фазовый переход в N-фазу, в то время как достаточно далеко от неоднородности при этом "объёмное" значение параметра порядка существенно отлично от нуля. И, кроме того, возникновение рекомбинационной неустойчивости на неоднородностях требует существенно меньших внешних воздействий, чем разрушение сверхпроводимости во всём объёме сверхпроводника.

Указанные механизмы, способствующие локальному преобразованию на неоднородностях $\Delta(r)$ сверхпроводящего тока в нормальный и возникновению отклика системы на внешний оптический или СВЧ-сигнал непосредственно связаны с неравновесностью квазичастиц. То есть может иметь место сильная нелинейность и нетепловой отклик сверхпроводника на внешние воздействия, использование которого ввиду коротких характерных времён релаксации может представлять интерес и для прикладных целей.

1. Shah S.I. et al. // Solid State Films.-1988.-166. - P.171-179.
2. Аронов А.Г., Гуревич В.Л. // ФТТ.-1974.-16, №9. - С.2656-2665.
3. Артёменко С.Н., Волков А.Ф. // УФН. -1979. -128, №1. - С.3-30.
4. Елесин В.Ф., Копаев Ю.В. // УФН. -1981. -133, №2. - С.259-307.

C69 ОГРАНИЧЕНИЕ СТИМУЛЯЦИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ.

Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, В. Д. Потапов, А. В. Сергеев
(Московский государственный педагогический институт)

Измерение нижней частотной границы стимуляции сверхпроводимости излучением позволяет определить время электрон - фононного взаимодействия (ЭФВ), τ_{e-ph}, в пленках чистых сверхпроводников [1]. В связи с интересом к процессам рассеяния в разупорядоченных и ультратонких пленках металлов такие исследования были проведены для пленок с малой длиной свободного пробега электронов ℓ [2,3]. Полученная скорость релаксации соответствовала обратному времени электрон - электронного взаимодействия (ЭЭВ), τ_{ee}^{-1}. Хотя в этих условиях τ_{ee} короче τ_{eph}, полученный результат кажется неожиданным, так как эффективная скорость релаксации не равна $\tau_{ee}^{-1}+\tau_{e-ph}^{-1}$.

Целью работы является изучение перехода от стимуляции сверхпроводимости к электронному разогреву [4] и выяснение роли ЭЭВ в кинетике сверхпроводимости. Нами исследовались пленки Al с еще меньшими значениями ℓ, чем в [3], измерялась не только нижняя ν_1 но и верхняя ν_2 частотные границы стимуляции.

	T_C K	d Å	$R_\square$ Ω	ℓ Å	ν_1 ГГц	ν_2 ГГц	T_1 K	T_2 K	$\tau_{ee}(T_1)$ нс	$\tau_\varphi(T_1)$ нс
1	1,60	100	5,5	30	3,0	20	1,57	1,51	2,0	2,1
2	1,46	120	3,6	28	2,0	21	1,45	1,44	4,6	2,9
3	1,51	100	6,6	28	3,1	17,5	1,48	1,46	2,6	2,0
4	1,50	60	6,7	14	3,8	16	1,57	1,56	1,8	1,4
5	1,62	70	11,4	17	4,5	15	1,61	1,60	1,5	0,9
6	1,76	50	28	11	-	-	-	-	0,7	-
7	1,68	80	24	15	-	-	-	-	0,8	-

Экспериментальные данные представлены в таблице (здесь T_C- критическая температура, d - толщина пленки, $R_\square$ -ее сопротивление на квадрат, T_1 и T_2- температуры измерения ν_1 и ν_2). Мы выбирали T_1 заметно ниже T_C по сравнению с [3], чтобы не учитывать влияния распаривающего фактора тока. Область частот, в которой реализуется стимуляция сверхпроводимости, с уменьшением ℓ сужается и при $\ell \simeq 10$Å во всем диапазоне частот наблюдается электронный разогрев, приводящий к подавлению сверхпроводимости.

Для качественного объяснения предположим, что с

вероятностью $p_{e-ph} = \tau^{-1}_{e-ph}/(\tau^{-1}_{e-ph}+\tau^{-1}_{ee})$ квазичастицы релаксируют только посредством ЭФВ и с вероятностью $p_{ee} = 1-p_{e-ph}$ – через электрон-электронный канал релаксации, где устанавливается электронная температура θ, которая далее релаксирует за счет ЭФВ. Используя [1,5], получим для ν_1 и ν_2 следующие выражения

$$\left[\frac{2}{3}\cdot x_1\left(1+\frac{2}{x_1}\right)^{1/2}(T_c-T)+\frac{x_1\Delta}{4}\cdot g(x_1)\right]\cdot(\tau^{-1}_{ee}+\tau^{-1}_{e-ph})^{-1}=\frac{\pi}{2T}. \quad (1)$$

$$g(x) = x(\ln 8/x - 1 + 0.26x), \quad x_1=\omega_1/\Delta, \quad \omega=2\pi\nu, \quad (2)$$

$$p_{e-ph}\chi^{I}_{e-ph} = c\tau_{e-ph}(\omega/T)^{2}, \quad c\simeq0.3, \quad \chi^{I}_{e-ph}=\tau_{e-ph}\cdot\frac{\omega}{4T}\cdot g\left(\frac{\omega}{\Delta}\right). \quad (3)$$

Отметим, что в (1) время релаксации τ_{e-ph} сократилось с τ^{-1}_{e-ph}, входящим в p_{e-ph}. Окончательно, в (1) входит комбинация времен $\tau^{-1}_{ee}+\tau^{-1}_{e-ph} = \tau^{-1}_{\varphi}$ – скорость релаксации фазы волновой функции электрона. Рассчитанные значения τ_{φ} хорошо соответствуют τ_{ee}. Найденное из (3) отношение времен τ_{ee}/τ_{e-ph} изменяется в интервале 0.03-0.06. Время τ_{e-ph} для квазичастиц с энергией $\varepsilon \sim T \gg \Delta$ может быть оценено в пределах 5-20 нс.

Проведенный анализ позволяет описать подавление эффекта стимуляции сверхпроводимости при уменьшении l. Обязанный ЭЭВ, процесс распада квазичастицы на три приводит к увеличению числа квазичастиц и сужает область частот стимуляции. При $\tau_{ee} \ll \tau_{e-ph}$ граница $\nu_1 \sim \tau^{-1}_{ee}$ (1). Однако, в (1) τ^{-1}_{ee} входит не как скорость энергетической релаксации, а как относительная вероятность (τ_{ee}/τ_{eph}) релаксации электрона по энергии без эффективного ЭЭВ за счет только ЭФВ. Верхняя частотная граница $\hbar\nu_2 \sim (\tau_{ee}/\tau_{eph})kT$ (3) существенно понижается при уменьшении l. Эти исследования позволяют также понять, почему для ряда сверхпроводников, в силу технологических причин имеющих малые l (например, Nb) стимуляция не наблюдается.

1. G.M. Eliashberg and B.I. Ivlev in Nonequilibrium Superconductivity, Elsevier Science Publisher, p.211 (1986).
2. P.C. van Son, J. Romijn, T.M. Klapwijk, and J.E. Mooij. Phys Rev B. 29, N 3, p.1503 (1984).
3. T.M. Klapwijk, P.A. van der Plas and J.E. Mooij. Phys. Rev. B 33, N 2, p.1474 (1986).
4. E.M. Gershenzon, M.E. Gershenzon, G.N. Gol'tsman at al., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 97, N3. p.901 (1990).
5. O. Entin-Wohlman. J. Low. Temp. Phys., 43, N 1/2, p.91 (1981).

C70 ЦЕНТРЫ ЭПР В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МОНОКРИСТАЛЛЕ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

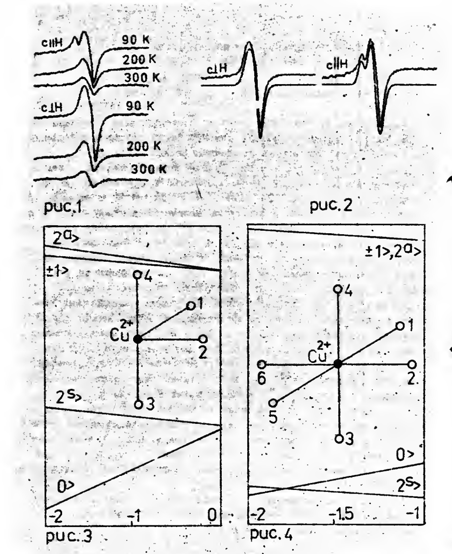
А.А.ГИППИУС, В.В.МОЩАЛКОВ, Ю.А.КОКШАРОВ, А.Н.ТИХОНОВ,
Б.И.ВОРОНКОВА (Физический факультет, МГУ, Москва)

Исследованы спектры ЭПР (рис.1) в сверхпроводящем монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$(T_c=65 K). Результат аппроксимации спектров ЭПР при T=85 К суммой двух синглетных лоренцовых линий ($g_{1//}$=2.09, $g_{1\perp}$=2.07, H_1=155 Э, $g_{2//}$=2.23, $g_{2\perp}$=2.04, ΔH_2= 90 Э) показан на рис.2. Для основной компоненты при 85 К g_c=2.085(5), g_a=g_b=2.065(5), а при 300 К g_c=2.085(5), g_a=g_b=2.085(5). Ее ширина = 210(20) Э и не зависит от температуры и ориентации кристалла. Количество центров ЭПР < 1% от общего числа атомов меди. Мы провели расчет расщепления энергетических уровней иона Cu^{2+}(1) в различных искаженных октаэдрических конфигурациях лигандного окружения в рамках модели кристаллического поля с точечными лигандами /1/. На рис.3 показан центр типа А (заряды Q1=Q2=-2; Q4+Q3=0÷-2); расстояния R1= R2= 1.943 A°; R3=R4=1.846 A°), для которого основной уровень (псевдо) вырожден. Там же приведена зависимость энергетических 3d уровней от заряда лигандов, расположенных на оси с. Центром А может быть, например, ион Cu(1) на границе двойников. Для конфигурации Б (Q1=Q2=Q3=Q5==Q6=-2; Q4=-1÷-2); R1=R2=R5=R6=1.943A°; R3=R4=1.846 A°) (рис.4) характерным является g_c>$g_{a,b}$, хотя октаэдр сжат. В работах /2/,/3/ сообщалось о сигнале ЭПР в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с T_c=40 К (/2/) и T_c=55 К (/3/). По величинам g-факторов наш сигнал близок к обнаруженному в /2/, но в /2/ g_c<$g_{a,b}$. Величина анизотропии сигнала в /3/ в 20 раз больше, чем в /2/ и g_c>$g_{a,b}$. Центр В может отвечать за сигнал в /3/ и компоненту нашего спектра с g_c=2.23(1) и $g_{a,b}$=2.04(1). Для центра А в зависимости от расстояния до лигандов будет выполняться либо g_c<$g_{a,b}$, либо g_c>$g_{a,b}$.

Результат, представленный на рис.3 позволяет предположить, что исследованный нами образец содержит центры ЭПР двух типов, соответствующих конфигурациям А и В.

Литература.

/1/ И.Б.Берсукер "Элетронное строение и свойства координационных соединений".Л.,Химия,1986,стр.67,268
/2/ F.Mehran et al. /Solid St.Commun. V.66,299(1988)/
/3/ D.Shaltiel et al. /Physica C 158(1989) 42. 432/



c||H
90 K
200 K
300 K
c⊥H
90 K
200 K
300 K
рис.1
c⊥H
c||H
рис. 2
2ᵃ>
±1>
4
1
Cu2+
2
2ˢ>
3
0>
-2
-1
0
рис. 3
±1>,2ᵃ>
4
1
Cu2+
6
2
5
3
0>
2ˢ>
-2
-1.5
-1
рис. 4

C71 ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОДОМЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ $YBa_2CuO_{7-\delta}$

И.В.Гладышев, С.Н.Гордеев, В.А.Мурашов, А.В.Розанцев, Ю.В.Титов
(Московский институт радиотехники, электроники и автоматики)

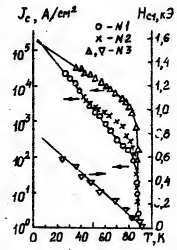
Характерным несовершенством кристаллической структуры высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ является наличие двойников. Границы двойниковых доменов могут влиять на свойства образцов как вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c, локально усиливая сверхпроводимость, так и при низких температурах, ограничивая подвижность вихревых нитей /1/. Практически все данные, имеющиеся в литературе, получены на двойниковых кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. В силу этого обстоятельства весьма сложно определить, какие характеристики присущи фазе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, а какие искажены влиянием доменных границ. В данной работе приведены результаты измерений электрического сопротивления, критической плотности тока J_c и нижнего критического магнитного поля H_{c1}, выполненных на моно- и полидоменных кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, анализируется влияние доменов на эти характеристики.

Измерения проводились на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, выращенных из раствора-расплава системы Y_2O_3-BaO-CuO. Традиционная технология получения образцов этим методом обычно дает кристаллы с выраженной доменной структурой. В данной работе использовались кристаллы, выращенные в специально организованных кавернах, поэтому они механически легко отделялись от закристаллизованного расплава и не содержали на своей поверхности следов растворителя. После вторичной термообработки в токе кислорода при температуре 600-650 °С ~5% образцов с характерными размерами 1.5x0.7x0.014 мм^3 были монодоменными, что установлено с помощью поляризационного микроскопа. Температура сверхпроводящего перехода таких кристаллов составляла 93К при ширине 0.3-1К.

На рисунке приведены измеренные методом диамагнитного экранирования /2/ зависимости $J_c(T)$ для трех образцов, выращенных в одном цикле. Образцы N1 и 3 - монодоменные, но отожженные в кислороде при разных режимах, образец N2 - полидоменный (размеры двойников ~20 мкм), отожженный вместе с образцом N1. Там же показана зависимость $H_{c1}(T)$ для образца N3.

На полидоменном образце J_c в интервале температур 50К<T<85К

существенно превосходит соответствующие значения для монодоменного образца N1, что по-видимому, связано с дополнительным пиннингом вихревых нитей на доменных границах. Из рисунка видно, что ниже 45 К присутствие доменов практически не сказывается. Независимость J_c в низкотемпературной области от наличия доменов в кристалле отмечено и в работе /3/



Для монодоменных кристаллов во всем диапазоне существования СП фазы и для полидоменных в низкотемпературной области наблюдается хорошее согласие наших экспериментальных данных с зависимостью:

$J_c(T)=J_c(0)\cdot A\cdot[\exp(\alpha(T_c-T))-1]$,

где $A=[\exp(\alpha T_c)-1]^{-1}$.

Для полидоменных образцов в диапазоне 45К<Т<T_c дополнительный вклад доменов (рис.,обр.N2) описывается той же функцией, но с иными, чем в низкотемпературной области параметрами $J_c(0)$ и α. Полученные данные позволяют сделать сделать вывод о том, что при температурах 45К<Т<T_c вихревые нити относительно свободно перемещаются по кристаллу в пределах доменов. Основными центрами пиннинга при этом являются границы доменов. В низкотемпературной области вихри практически не перемещаются, а захватываются ближайшими точечными дефектами. Вследствие малой величины длины когерентности в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ центрами пиннинга могут быть вакансии кислорода либо их скопления. Различие кривых 1, 3 для монодоменных кристаллов с различной концентрацией вакансий подтверждает это предположение.

1. Абрикосов А.А., Буздин А.И.// Письма в ЖЭТФ.- 1988.- 47.- С.201.
2. Буш А.А. и др.//СФХТ.- 1989.- 2, N3.- С.78-80.
3. Жуков А.А., Мощалков В.В. и др.// 2-я Всесоюзная конференция по ВТСП. - Киев, 1989.- 2.- С.21-22.

C72 ЭФФЕКТ ТОРМОЗНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗИСТИВНОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК

Г.А.Гогадзе (Физико-технический институт низких температур АН УССР,Харьков)

В /I/ показано,что в резистивном токовом состоянии сверхпроводящего канала учёт интерференционных эффектов,связанных с рассеянием квазичастиц на границах центра проскальзывания фазы (ЦПФ), приводит к появлению "резонансного" уровня $\mathcal{E}_1 > \Delta$ (Δ -энергетическая щель).Электроны с энергией $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1$ "инжектируются" в сверхпроводящее полупространство ЦПФ,испытывая тормозное излучение,если выполнено условие $\mathcal{E}_1 - \Delta \sim \Delta \Gamma^{3/2}$ (Γ-фактор распаривания).В /2/ показано,что из-за наличия особенности в плотности конечных состояний электрон после рассеяния переходит с наибольшей вероятностью на край щели сверхпроводника.При этом высвечивается "фотон" с частотой :

$$\omega_0 = (\mathcal{E}_1 - \Delta)/\hbar . \quad (I)$$

Выделенность энергий начального и конечного состояний позволяет трактовать систему как двухуровневую.Модель /I,2/ качественно объясняет основные экспериментальные факты высокочастотных колебаний напряжения в плёнке,обнаруженных в /3/.Однако,в /I,2/ не был исследован характер излучения при статистически большом числе квантовых переходов электронов (излучателей).Ниже показано,что при определённых условиях в системе из N излучателей возможен эффект спонтанной синхронизации отдельных актов излучения.Каждый из излучателей находится в собственном поле излучения и в полях других осцилляторов.Поэтому возможно когерентное излучение всей системой,ведущей себя как единая квантовомеханическая система.Эффект напоминает когерентное спонтанное излучение в системе инвертированных атомов (сверхизлучение Дике),однако переходы происходят из-за рассеяния квазичастиц на возмущении недиагонального потенциала $\delta\hat{\Delta}$ на границе ЦПФ,а инверсная заселённость уровня возникает за счёт процессов многократного андреевского отражения квазичастиц в "нормальном" слое ЦПФ.

Для построения теории когерентного тормозного излучения в резистивном токовом состоянии выпишем эффективный гамильтониан ($\hat{R}_{\ell i}$ -операторы Дике (i =1,2,3), $\hat{a}^+_{\lambda}$-оператор рождения кванта по-

ля в моде $(\vec{K},\lambda)$ с волновым вектором $\vec{K}$, частотой $\omega_{\vec{K}}$ и поляризацией λ, $\hbar\vec{Q}$ -импульс, передаваемый конденсату, $g_\lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega_K V}}$, $(\vec{e}^{\lambda}_{\vec{K}} \cdot \vec{K}) = 0$):

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\ell=1}^{N} \Big\{ \hbar\omega_0 \hat{R}_{\ell 3} + 2\frac{e}{m\omega_0} \sum_\lambda g_\lambda (\vec{e}_\lambda \vec{Q}) (Re\,\delta\tilde{\Delta} \cdot \hat{R}_{\ell 1} - Im\,\delta\tilde{\Delta} \cdot \hat{R}_{\ell 2}) \cdot \big(\hat{a}_\lambda(t) + \hat{a}^+_\lambda(t) \big) \Big\} + \sum_\lambda \hbar\omega_\lambda \hat{a}^+_\lambda \hat{a}_\lambda . \tag{2}$$

С помощью (2) получены гайзенберговские уравнения для операторов Дике и модовых операторов $\hat{a}_\lambda(t)$ и найдены их решения. С их помощью рассчитана интенсивность $I_N(\vec{K},t)$ излучения в направлении вектора $\vec{K}$ в пределах телесного угла $d\Omega_{\vec{K}}$:

$$I_N(\vec{K},t) = I_1(\vec{K},0) \Big\{ \sum_{\ell=1}^{N} \langle \hat{R}^+_\ell(t) \hat{R}^-_\ell(t) \rangle + \sum_{\substack{\ell=1 \\ (\ell \neq m)}}^{N} \sum_{m=1}^{N} \langle \hat{R}^+_\ell(t) \hat{R}^-_m(t) \rangle , \tag{3}$$

где $I_1(\vec{K},0)$ -интенсивность тормозного излучения единичного излучателя. Первое слагаемое в (3) равно интенсивности отдельного излучателя, умноженной на N. Второе слагаемое пропорционально N^2 и описывает когерентность многоэлектронного тормозного излучения.

Выберем в качестве состояний двухуровневой системы собственные функции оператора $\hat{R}_3(t) = \sum_\ell \hat{R}_{\ell 3}(t)$. Тогда с помощью (3) можно получить уравнение, описывающее динамику разности населённостей двухуровневых систем с начальным условием $\langle \hat{R}_3(0) \rangle = N/2$. Его решение имеет вид

$$\langle \hat{R}_3(t) \rangle = \frac{1}{2} - \frac{(N+1)}{2}\, th \frac{t-t_0}{2\tau_c} , \quad \tau_c = \frac{\tau_1}{N+1} , \quad t_0 = \tau_c \ln N . \tag{4}$$

Здесь величина $1/\tau_1$ характеризует скорость распада единичного излучателя :

$$1/\tau_1 = \frac{4}{3} \, e^2/\hbar c \, |\delta\tilde{\Delta}|^2 Q^2 [\omega_0 (mc)^2]^{-1} \tag{5}$$

С помощью (4) получаем окончательно для интенсивности излучения :

$$I(\vec{K},t) = \hbar\omega_0 \, (N+1)^2/16\pi\tau_1 \, Sech^2 \frac{t-t_0}{2\tau_c} . \tag{6}$$

Режим сверхизлучения реализуется, если выполнены условия

$$\tau_c \ll \tau_1, \ \tau_2 \ (= 3mc^3/e^2\omega_0^2) . \tag{7}$$

Условия (7) означают, что коллективные процессы в системе протекают быстрее, чем релаксационные процессы в отдельных излучателях.

В работе рассчитана форма линии и полуширина тормозного сверхизлучения, получена оценка мощности генерируемых колебаний.

1. Гогадзе Г.А.// ЖЭТФ.-1986.-12, вып.10.-С.1102-1106.
2. Гогадзе Г.А // ФНТ.-1988.-14, вып.2.-С.196-199.
3. Чурилов Г.Е., Дмитриев В.М., Бескорсый А.Т.//Письма в ЖЭТФ-1969.-10, вып.5.-С.231-233.

С73 О ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА ПРИ МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ (В ЗВУКОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ)

И.М.Голев, В.Е.Милошенко (Политехнический институт,г.Воронеж)

Диссипация электромагнитной энергии при магнитомеханическом эффекте, когда сверхпроводник совершает колебания во внешнем магнитном поле, является предметом теоретического и экспериментального изучения. Существуют различные физические представления о механизме этого процесса[1-3].

Представлены результаты, которые получены с помощью механического метода в звуковом диапазоне частот. Образцы из моно- и поликристаллического ниобия и Pb-In в виде пластинок и цилиндров, охлажденные до гелиевых температур, различным образом располагались во внешнем постоянном магнитном поле. Показано, что при ориентации поля перпендикулярно большей оси симметрии образца (или наличии ее составляющей) наблюдается дополнительное затухание его свободных колебаний (δ) и изменение частоты (Δf) аномальное по характеру, которое связывается[4] с наведением в сверхпроводнике переменного поля. Увеличение амплитуды колебаний или величины магнитного поля приводило к росту измеряемых аномалий. При изменении только ориентации, при которой не индуцировалась переменная составляющая поля наблюдались лишь некоторое возрастание δ и Δf, приходящееся на H_{k2}. Эти результаты не зависели от геометрии образца (пластина, цилиндр).

При протекании транспортного тока в тех же экспериментальных условиях происходит уменьшение диссипации энергии и частоты и максимумы на зависимостях δ (H) и Δf (H) сдвигаются в сторону меньших значений магнитного поля.

Диссипативные процессы происходят в объеме сверхпроводника ограниченного скин-слоем, поэтому его величину можно изменять за счет проводимости сверхпроводника. Выбрав ниобий с различной проводимостью (чистоты) от $\gamma = R_{300}/R_{10} = 250$ до $\gamma = 7$ получили широкий набор кривых (H): на одних пик не обнаруживали (γ=250) у других наблюдался ($\gamma\downarrow$).

В работе показано также, что эффективная проводимость сильно зависит от поверхностного сверхпроводящего слоя в по-

лях больших H_2. Так в случае, когда пластина совершает колебания в продольном поле, то положение максимума S приходится на значение H_2, т.е. часть потерь происходит в области полей $H_2 \leq H \leq H_3$. Изменение состояния ее поверхности оказывает существенное влияние на величину затухания.

В работе отмечается, что полученные результаты подтверждают электродинамическую природу диссипации энергии в сверхпроводниках при магнитомеханическом эффекте.

1. Золотухин И.В., Миловенко В.Е., Бодулкин А.М. и др. ФНТ, 1980, 6, №2, с.230.

2. Шуман В.А. Механизм затухания аксиально-крутильных колебаний сверхпроводника II рода в магнитном поле при наличии пиннинга. Харьков, 1983, Деп. в ВИНИТИ 22.04.77, № 1542-77.

3. Brandt E.H., Esquinazi P., Neckel H. J. of Low Temp. Phys., 1986, v.63, No.3/4, p.187.

4. Миловенко В.Е., Соловьев Ю.Н. Техническая электродинамика, 1983, №1, с.21.

0744 ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ

$(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$

И.Н. Гончарук, М.В. Шиносиев, Ю.Ф. Марков, А.А. Новиков
П.П. Сырников, А.Ш. Тураев
ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград

В настоящее время проводятся комплексные исследования сверхпроводящих соединений со структурой (123) на основе иттрия и ряда редкоземельных (РЗ) элементов. Однако информация о замещенных системах типа $(Y_{1-x}Re_x)Ba_2Cu_3O_y$ практически отсутствует, хотя, например, вопрос о зависимости критической температуры T_c от концентрации x является принципиальным.

Целью настоящей работы был синтез и исследование именно такой сверхпроводящей системы $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$. Образцы с концентрациями x = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1 были приготовлены по обычной керамической технологии. Благодаря специальному отжигу в кислороде его концентрация во всех соединениях составляла y≈7. Критическая температура T_c определялась по зависимости $\rho(T)$, которая измерялась четырехконтактным методом. Начало перехода в сверхпроводящее состояние у всех образцов отмечалось при T=92-95 K, а полностью переход завершается ($\rho=0$) при T=89÷91 K. Таким образом установлено, что при изменении концентрации x в смешанной системе $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$ (y≈7) критическая температура остается практически неизменной.

Важную информацию о структуре и свойствах сверхпроводящих соединений представляют спектры комбинационного рассеяния (КРС) света. КРС $YBa_2Cu_3O_y$ к настоящему времени подробно исследованы, причем экспериментальные результаты полностью совпадают с данными теоретико-группового анализа. Так, в высокочастотной области КРС ромбической фазы $YBa_2Cu_3O_y$ активны три колебания атомов кислорода: одно — симметрии B_{1g} и два — симметрии A_g с частотами 335, 435 и ~500 см$^{-1}$ соответственно /1/.

КРС системы $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$ исследовались на тройном рамановском спектрометре Z-24 (DILOR) с Ar-лазером. В полученных спектрах наблюдается одномодовое поведение, т.е. каждому колебанию в исходных чистых соединениях (x=0, x=1) соответствует только одно колебание (и одна линия в КРС) в смешанных соединениях. Такое поведение оптических колебаний реализуется в том случае,

когда колебательные ветви обладают значительной дисперсией по зоне Бриллюэна, а взаимозамещаемые атомы имеют близкие параметры, например, ионные радиусы.

В СКР $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$ обнаружено различное концентрационное поведение колебаний атомов кислорода. С увеличением концентрации x от 0 до 1 частота наиболее высокочастотного колебания симметрии A_g монотонно возрастает от 500 до 508 $см^{-1}$, частота B_{1g}-колебания наоборот монотонно уменьшается от 335 до 329 $см^{-1}$, а частота колебания 435 $см^{-1}$ практически не меняется. Этот эффект связан с конкретным характером колебаний, определяемых смещениями атомов кислорода, занимающих различные позиции в элементарной ячейке. Используя зависимость частоты этих же колебаний от величины ионного радиуса редкоземельных элементов /2/, можно сделать вывод о том, что в исследованных соединениях иттрий и гадолиний находятся в зарядовом состоянии +3, имеют близкие значения ионных радиусов: $R(Y^{+3}) \sim 1.02$ Å, $R(Gd^{+3}) \sim 1.05$ Å, что, в частности, определяет одномодовое поведение колебательных спектров.

Известно, что частота наиболее высокочастотного A_g-колебания является достаточно чувствительной характеристикой содержания кислорода и, соответственно, величины критической температуры в $YBa_2Cu_3O_y$ /3/: при понижении концентрации кислорода происходит коррелированное уменьшение T_c и этой частоты (от 500 до 460 $см^{-1}$). В исследованной системе $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$ при фиксированном значении $y \approx 7$ и увеличении концентрации x наблюдается некоторое возрастание частоты этого колебания, в то время как T_c практически не меняется. Полученная зависимость $\nu(x)$ может служить репером оптимального содержания кислорода в смешанных соединениях $(Y_{1-x}Gd_x)Ba_2Cu_3O_y$.

1. Баженов А.В., Гаспаров Л.В., Кулаковский В.Д., Мисочко О.В., Осипьян Ю.А., Тимофеев В.Б. // Письма в ЖЭТФ,- 1988.- 47, вып.3, с. 162- 165.
2. M.Cardona et al. // Sol.st.Communications, Vol.65,No.1 pp.71-75,1988.

3. Гончаров А.Ф., Денисов В.Н., Зибров И.П., Маврин Б.Н., Подобедов В.Б., Шапиро А.Я., Стишов С.М. // Письма в ЖЭТФ.- 1988- 48, вып.8, с. 453-456.

ВЛИЯНИЕ ПЛОСКОСТЕЙ ДВОЙНИКОВАНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА МОНОКРИСТАЛЛОВ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

С.Н.Гордеев, В.А.Мурашов
(Московский институт радиотехники, электроники и автоматики)

В ряде простых металлов вблизи плоскостей двойникования (ПД) наблюдается локальное усиление сверхпроводимости /1/. Характерной особенностью высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ является наличие развитой доменной структуры с двойникованием по {110}. В данной работе изучалось влияние ПД на электросопротивление ρ монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вблизи температуры сверхпроводящего (СП) перехода.

Измерения ρ проводились четырехзондовым методом на образцах с характерными размерами 2x1x0.02 $мм^3$, выращенных спонтанной кристаллизацией из раствора-расплава системы Y_2O_3-BaO-CuO. Низкоомные контакты формировались путем вжигания серебряной пасты в атмосфере кислорода. Размеры и расположение доменов определялись с помощью поляризационного микроскопа.

На образцах, имеющих мелкую доменную структуру (<20 мкм) каких-либо аномалий на зависимостях ρ(T) не обнаружено. На кристаллах с крупными доменами (>200 мкм) часто наблюдалось резкое

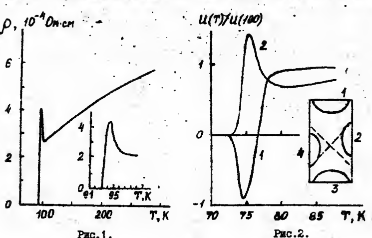


Рис.1. Рис.2.

(до 80%) повышение ρ в области шириной 2-4 К, предшествующей переходу в СП состояние. Подобная температурная зависимость наблюдалась в работе /2/. Происхождение пика ρ, на наш взгляд, связано с перераспределением тока в образце, вызванным переходом в СП состояние доменных границ. Механизм возникновения подобных аномалий хорошо иллюстрирует опыт, проделанный нами на кристалле, в котором после отжига в кислороде имелось лишь 2 доменных границы (показаны пунктиром на рис.2). Контакты на поверхности образца были сформированы таким образом, что одна из ДГ проходила через пару контактов. На рис.2 представлена температурная зависимость напряжения на контактах 2-4, возникающего при пропускании стабилизированного постоянного тока через контакты 1-3 (кривая 1). Переход ДГ в сверхпроводящее состояние, начинающийся при T=79K, приводил к выравниванию потенциалов верхнего края контакта 2 и нижнего края контакта 4. В результате знак напряжения изменялся. При дальнейшем понижении температуры в СП состояние переходил объем образца (с T=75K) и напряжение на контактах 2-4 устремлялось к нулю.

В случае, когда ток пропускали через контакты 3-4, а напряжение регистрировали с помощью контактов 1-2 (рис.2, кривая 2) переход ДГ в сверхпроводящее состояние и описанное выше перераспределение потенциалов приводили к появлению вблизи T_c острого пика, подобного изображенному на рис.1.

Полученные данные свидетельствуют о том, что, как и предсказывалось в работе /3/, вблизи ДГ в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ возникает локальное усиление сверхпроводимости, в результате которого границы доменов переходят в СП состояние при температуре, на 2-4 К превышающей T_c объема. Это приводит к перераспределению тока в образце и возникновению аномального хода ρ вблизи T_c.

1. Khlustikov I.N., Buzdin A.I.// Adv. in Phys.- 1987.- 36.- P.271.
2. Оболенский М.А., Бондаренко А.В, Зубарева М.О.// ФНТ.- 1989.- 15,N11.- С.1152-1158.
3. Абрикосов А.А., Буздин А.И.// Письма в ЖЭТФ.- 1988.- 47.- С.201.

C76 О МЕХАНИЗМЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА БЕРЕЗИНСКОГО-КОСТЕРЛИЦА-ТАУЛЕССА

И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев (Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва)

В монокристаллах (МК) наиболее анизотропных соединений ВТСП (BSCCO и TBCCO) проявляются 2D-свойства, обусловленные наличием в них достаточно сильно изолированных слоев CuO. Особенно ярко это проявляется в обнаруженном недавно в этих материалах переходе Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ) [1], связанного с термическим возбуждением пар 2D-магнитных вихрей в слоях CuO. При этом зависимости сопротивления в плоскости ab от тока $R(I) \propto I^{a(T)}$ при $T<T_c$(температуры перехода БКТ)[2] были подобны наблюдавшимся в тонких (2D) пленках обычных сверхпроводников. По аналогии с тонкими пленками трактовались и степенные зависимости $R(H) \propto H^{b(T)}$ [1]. Действие магнитного поля связывалось в предположении [1] с рождением в каждом слое вихрей одной ориентации. В этом случае степенные показатели R(H) и R(I) должны отличаться вдвое a=2b. Экспериментально в [1] это соотношение проверено не было, т.к. не были измерены нелинейные характеристики R(I), а также не наблюдалось универсального скачка зависимости R(H), позволяющего судить о соотношении a и b при $T \approx T_c$. Сама по себе эта модель не учитывает 3-мерной специфики системы, предполагая H_{c1} слоистого кристалла равным H_{c1} индивидуального слоя.

В настоящей работе проведены сравнительные исследования R(I) и R(H) на МК BSCCO и показано, что a=b. Результат противоречит механизму, предложенному в [1] и указывает на то, что характер R(H) в существенной мере определяется мейсснеровскими токами.

Эксперимент проводился на однофазных МК BSCCO состава 2212 [2], выращенных из расплава KCl, с $T_c \approx 87$ К. Удельное электросопротивление в плоскости ab при 300 К составляло ~ 150 мкОм·см, анизотропия проводимости σ_{ab}/σ_c при T ≈ 100 К достигала ~ 10^5. Обнаружено, что сопротивление МК в плоскости ab одинаковым образом зависит от тока (I⊥c) и от магнитного поля (H∥c): $R \propto I^{a(T,H)}$, $R \propto H^{b(T,I)}$, причем a(T,H)=b(T,I) при H,I→0, а также при I=kH (где k ≈ 2 мА/Э) в интервале 0,4 мА<I<40 мА, 0,3Э<H<15Э. При малых I и H зависимости a(T) и b(T) линейны по температуре с универсальным скачком от 2 до 0 при $T \approx T_c$(кривая 1, рис.1). С ростом I и H скачок размывается и уменьшается наклон линейной

части a,b(T) (кривая 2, рис.1).

Результаты можно объяснить следующим образом. Слабое магнитное поле $H<H_c$ не должно проникать в толщу образца в виде 3D-магнитных вихрей, и состояние системы будет определяться мейсснеровскими токами. Можно предположить, что эти экранирующие токи подобно транспортному току рождают пары вихрей, влияя тем самым на сопротивление образца. В этом случае можно ожидать что степенные показатели зависимостей R(I) и R(H) будут совпадать a=b, поскольку величина экранирующего тока $I_э \propto H$. Как показывает оценка, $I_э \sim \frac{4\pi}{c}\lambda H$, где λ - глубина проникновения магнитного поля H‖c. Т.е. величина магнитного поля и транспортного тока I, вызывающие одинаковое изменение сопротивления, связаны соотношением $\frac{I}{H} \sim \frac{c}{4\pi}\lambda$. Подставляя для λ значение $\approx 0,3$ мкм, определенное из зависимости a(T) при $T \approx T_c$[2], получим $\frac{I}{H} \sim 2,5$ мА/Э, что соответствует величине, найденной экспериментально из сравнения I и H, приводящих к одинаковому уменьшению b и a (рис.2).

Таким образом, экспериментальные данные, действительно, указывают на то, что экранирующие токи могут вызывать разрыв связанных пар вихрей, увеличивая концентрацию свободных вихрей и антивихрей, тем не менее, в отличие от транспортного тока они должны оставаться бездиссипативными, определяя диамагнитный отклик системы и, по всей видимости, не могут приводить к движению рожденных ими вихрей.

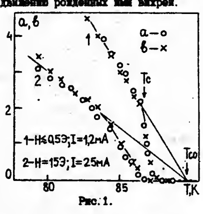


Рис. 1.

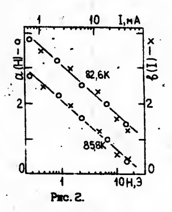


Рис. 2.

1. Martin S. et al. // Phys. Rev. Lett. -1989. - 62, N6. -677-680.
2. Artemenko S.N. et al. //Phys. Lett. -1989. -138, N8. -428-434.

С77

ПЕРЕСТРОЙКА ДВОЙНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ В ОКРЕСТНОСТИ 240 К В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

С.А. Гриднев, О.Н. Иванов, О.В. Дыбова (Политехнический институт, Воронеж)

При исследовании высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (δ - отклонение от стехиометрии по кислороду) в области температур 200-250 К были обнаружены аномалии некоторых физических величин: теплоемкости /1/, скорости и затухания звука /2/ и т.д. Эти аномалии объясняются наличием при этих температурах фазового перехода /3/. Однако, особенности предполагаемого фазового перехода (в частности, является ли он структурным) в настоящее время надежно не установлены.

В данной работе с целью получения дополнительного подтверждения наличия структурного фазового перехода в интервале 200-250 К в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с температурой сверхпроводящего перехода T_c = 60 К изучено поведение сегнетоэластической двойниковой структуры в температурном диапазоне 85-373 К.

Были исследованы временные зависимости внутреннего трения Q^{-1} (частота ~10 Гц) на установке /4/, в основу которой положен обратный крутильный маятник.

Установлено, что зависимость деформации Х образца от внешнего переменного механического напряжения σ амплитудой 10^7 Па, циклически изменяющегося с частотой 0,1 Гц, имеет вид почти насыщенной петли сегнетоэластического гистерезиса /5/. Такая зависимость объясняется перестройкой сегнетоэластических двойников под действием σ, сопряженного со спонтанной деформацией.

При многократном "циклировании" по петле $X(\sigma)$ происходит отрыв двойников от закрепляющих их дефектов, в результате чего дефекты более равномерно перераспределяются по объему образца. После прекращения воздействия σ начинается процесс закрепления двойниковых границ дефектами, который сопровождается изменением внутреннего трения во времени. Временная зависимость Q^{-1} подчиняется экспоненциальному закону и по наклону прямых $\ln\Delta Q^{-1} = f(t)$ (где ΔQ^{-1} - величина изменения

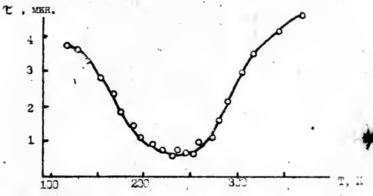


Рис. Температурная зависимость τ для керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

внутреннего трения за время t) можно найти время релаксации τ.

Температурная зависимость τ имеет необычный вид с минимумом при ~ 240 К (см. рисунок). Такая зависимость указывает на то, что вблизи этой температуры изменяется энергия активации процесса взаимодействия двойниковых границ с дефектами. Этот факт свидетельствует о перестройке двойниковой структуры в окрестности ~ 240 К и подтверждает наличие структурного фазового перехода в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при этой температуре. Предположение о перестройке двойников подтверждают результаты работы /6/, где наблюдалось измельчение двойниковых границ при температурах ниже 220 К.

1. Lagreid T., Fossheim K., Traeteberg O. et al.//Physica C153-155, 1988, p.1026-1027.
2. Calemczuk R., Bonjour E., Henry J.Y. et al.// Physica C153-155., 1988, p.960-961.
3. Zhang M., Qiang C., Dakun S. et al. //Solid State Commun., 1988, v.65, n.6, p.487-490.
4. Гриднев С.А., Кудряш В.И., Шувалов Л.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ., т.43, № 8, с.1718-1722.
5. Гриднев С.А., Иванов О.Н., Лучанинов А.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1989, т.53, №7, с.1349-1352.
6. Smith J.F., Wohlleben D. // Z. Phys. B., 1988, v.72, n.3, p.323-334.

С78 КРОССОВЕР ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В КЕРАМИКЕ Bi-Sr-Ca-Cu-O

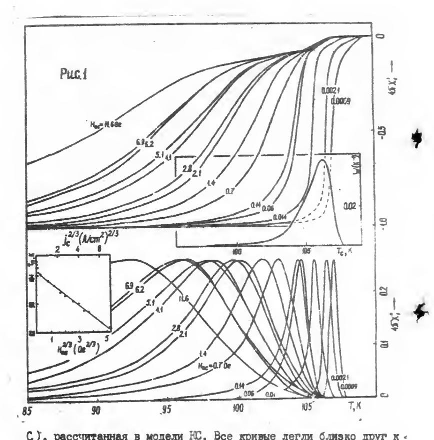
А.М.Гришин, В.Н.Кореневский, А.Н.Ульянов (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Высокотемпературные сверхпроводники являются многосвязными системами, состоящими из гранул, объединенных слабыми связями. Магнитные потоки начинают просачиваться в керамику ВТСП в виде джозефсоновских вихрей в очень слабых магнитных полях порядка 0,I ÷ I мЭ. Пиннинг вихрей приводит к захвату магнитного потока. Он обусловливает необратимый характер перемагничивания гранулированных сверхпроводников.

В данной работе на образцах $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$, полученных по технологии поэтапного допирования /I/ проведено исследование температурных и полевых зависимостей восприимчивости. Полученные зависимости сопоставлены с результатами расчетов /2/, выполненных в рамках модели критического состояния (КС) Бина. Это позволило установить, что в широком интервале температур критический ток изменяется по закону $j_c \sim (1-T/T_c)^{3/2}$. Вблизи температуры сверхпроводящего перехода обнаружен кроссовер температурной зависимости критического тока. Реконструирована зависимость распределения гранул по температурам сверхпроводящего перехода.

I. На рис.I представлены исходные экспериментальные зависимости синфазной $\chi_1'(T)$ и квадратурной $\chi_1''(T)$ частей восприимчивости на основной частоте 600 Гц. Диссипативная восприимчивость $\chi_1''(T)$ имеет максимум при температуре T_m. При увеличении амплитуды возбуждающего поля H_{ac} положение максимума смещается в сторону низких температур по закону $1-T_m/T_{c1} = 0{,}0227\, H_{ac}^{2/3}$, с T_{c1} = I04,8 К и H_{ac} выраженном в эрстедах (см. вставку на рис.I). Этот результат согласуется с результатами расчетов /2/ о достижении максимума $\chi_1''(T)$ при $h \approx H_{ac}c/4\pi R\, j_c(T) = 1$. Отсюда получаем температурную зависимость критического тока $j_c(T) = j_c(0)(1-T/T_{c1})^{3/2}$ с $j_c(0)$ = 465 А/см^2. При $T \geq T_{c1}$ обнаружено отклонение зависимости $j_c(T)$ от отмеченного выше закона. Это отклонение проявляется эффективным экранированием очень слабых ($H_{ac} \sim$ I мЭ) магнитных полей. Транспортные токи существуют вплоть до температуры I07 К.

Используя зависимость $j_c(T)$ семейство кривых $\chi_1''(T)$ было перестроено в шкале $h^{-2/3}$. Результат представлен на рис.2. Здесь же представлена диссипативная восприимчивость χ_1'' (кривая



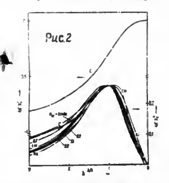
С), рассчитанная в модели КС. Все кривые легли близко друг к другу. Это подтверждает главную особенность модели КС – зависимость диамагнитного отклика от амплитуды возбуждающего поля H_{ac} и температуры через один параметр h.

2. Недиссипативная часть восприимчивости X_1' состоит из двух вкладов (см. рис.I). Первый, при высоких температурах, представляет собой намагниченность отдельных гранул. Второй соответствует установлению макроскопического когерентного состояния в системе гранул. Поэтому, X_1' представим в виде

$$X_1'(T) = X_{gr}(T) + x_1'(H_{ac},T)\cdot(1+4\pi X_{gr}(T)) \qquad (I)$$

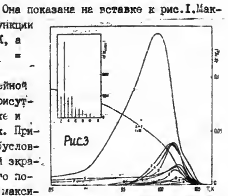
где $X_{gr}(T) = -\frac{1}{4\pi}\int_T dT_c W(T_c)$ – восприимчивость, обусловленная мик-

родиамагнитными токами в гранулах; $W(T_c)$ - удельный объем гранул, имеющих температуру перехода T_c ; $-1/4\pi$ - восприимчивость отдельной гранулы при $T<T_c$; величина $1+4\pi X_{gr}(T)$ представляет удельный объем свободный от сверхпроводящих гранул; $\chi_1'(H_{ac},T)$ восприимчивость джозефсоновской среды, рассчитанная в рамках модели КС (см. рис.2). Используя экспериментальные зависимости $X_1'(T)$ при $H_{ac} > 0,06$ Э на рис.I, рассчитанное значение синфазной восприимчивости $\chi_1'(h)$ (кривая C на рис.2) с помощью уравнения (I) была определена восприимчивость гранул $X_{gr}(T)$. Дифференцируя эту зависимость получаем функцию распределения гранул по температурам сверхпроводящего перехода



$$W(T) = -4\pi\, dX_{gr}/dT \ .$$

Она показана на вставке к рис.I. Максимум распределения этой функции находится при T_{c2} = I06,3 К, а центр распределения при $\overline{T_c}$ = I05,7 К.



3. Исследование нелинейной восприимчивости показало присутствие в диамагнитном отклике и четных, и нечетных гармоник. Присутствие четных гармоник обусловлено, по-видимому, неполной экранировкой внешнего магнитного поля. Высшие гармоники имеют максимум в окрестности температуры сверхпроводящего перехода. Амплитуды четных гармоник с понижением температуры убывают значительно быстрее нечетных (рис.3). Четные гармоники наблюдались также в Y-Ba-Cu-O керамике /3/ при 77 К. Авторы /3/ объяснили этот эффект высокой чувствительностью четных гармоник к очень слабым (~0,I мЭ) постоянным магнитным полям.

I. Гришин А.М.,Звада С.С. и др.// СФХТ.-I990.-3,вып.7.
2. A.N.Artemov, A.M.Grishin et al. Modern Physics B.-1990.-4,N5.
3. K.-H. Muller, J.C. Macfarlane et al. Physica C -1989.-158, p.366.

C79 ИНВЕРСИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЦЕПОЧКИ ВИХРЕЙ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.М.Гришин, А.Ю.Мартынович, С.В.Ямпольский
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

В рамках феноменологической теории Гинзбурга-Ландау исследована магнитная структура вихрей Абрикосова в сверхпроводниках с одноосной анизотропией. Предсказана инверсия продольного магнитного поля вихря. Она приводит к притяжению вихрей друг к другу и упорядочению их в цепочки, ориентированные в плоскости внешнего магнитного поля и оси анизотропии кристалла.

Распределение поля вихря найдено из уравнения Лондонов с анизотропным тензором эффективных масс электронов $\hat{\mu}$. На рис.I в виде линий постоянного уровня представлено пространственное распределение продольной компоненты поля вихря $h_z(\vec{R})$ (ось OZ совпадает с направлением вихря). График получен численно для угла наклона вихря к оси анизотропии $\gamma=30^\circ$, $\lambda/\xi=100$ и величины эффективной массы в перпендикулярной к оси анизотропии плоскости $\mu=0.25$ (для кристалла Y-Ba-Cu-O). Поле $h_z(\vec{R})$ нормировано на величину первого критического поля $H_{c1}\approx4\Phi_0/\pi\lambda^2$, расстояния - на λ. Выделенное направление в базисной плоскости (ось OY) совпадает с проекцией на эту плоскость оси анизотропии. Вдоль оси OY продольное магнитное поле вихря принимает как положительные (штриховые линии), так и отрицательные (пунктир) значения. Инверсия поля h_z существует лишь при $\mu<1$. Она исчезает при $\mu\to1$ или при намагничивании сверхпроводника в симметричном направлении($\gamma\to0^\circ, 90^\circ$). Взаимное притяжение вихрей на расстояниях, больших y_{min} (см.рис.I), обусловливает объединение вихрей в цепочки, ориентированные вдоль проекции оси анизотропии.

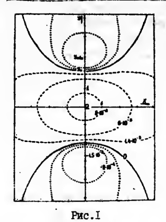


Рис.I

На рис.2 приведены параметры изолированной цепочки вихрей: расстояние $a_{ch}(\theta)$ между вихрями в цепочке, угол наклона $\gamma_{ch}(\theta)$ вихрей в цепочке и пороговое поле ее образования $H_{ch}(\theta)$ - в зависимости от угла наклона θ внешнего магнитного поля $\vec{H}$ к оси анизотропии для кристалла Bi-Sr-Ca-Cu-O с $\mu=0.08$ (H^0_{c1}-первое критическое поле изотроп-

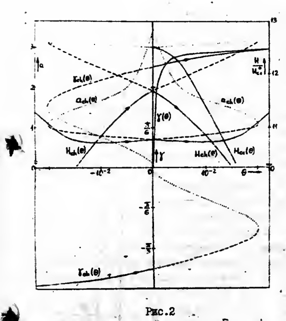


Рис.2

ного сверхпроводника). Для сравнения приведены зависимости поля $H_{c1}(\theta)$ и угла наклона $\gamma(\theta)$ для изолированного вихря. Видно, что $H_{ch}(\theta)$ всегда меньше $H_{c1}(\theta)$. Понижение порогового поля от H_{c1} до H_{ch} обусловлено "эффектом среднего поля". Кривые на рис.2 демонстрируют также существование "tilt-эффекта", заключающегося в гистерезисе намагничивания в области малых значений угла θ. Здесь функции $H_{ch}(\theta)$, $\gamma_{ch}(\theta)$ и $a_{ch}(\theta)$ являются неоднозначными. Участкам кривых, отмеченным на рис.2 пунктирной и штриховой линиями, соответствует расположение $\vec{\nu}$ и $\vec{H}$ по разные стороны от оси анизотропии. Гистерезис должен ярко проявляться лишь в сильно анизотропных кристаллах (с $\mu \ll 1$). Он уменьшается с увеличением μ и для $\mu > 0.3$ исчезает. Участки кривых на рис.2 с положительным наклоном зависимости $\gamma_{ch}(\theta)$ соответствуют устойчивым конфигурациям вихрей в цепочке. Неустойчивые решения изображены пунктиром. Состояния, изображенные сплошной линией, реализуются при $\theta = \mathrm{const}$ и $H \to H_{ch}(\theta)$; штриховой линией - при одновременном изменении θ и $H = H_{ch}(\theta)$.

При намагничивании сверхпроводника вдоль оси анизотропии ($\theta = 0$) могут быть реализованы цепочки, произвольно ориентированные в плоскости, перпендикулярной магнитному полю $\vec{H}$, с углом наклона вихрей к полю, равным $\gamma_{ch}(0)$. С увеличением поля H расстояние $a_{ch}(\theta)$ и область углов θ, где существует гистерезис, уменьшается. При этом следует ожидать скачкообразного изменения расстояния между вихрями в цепочке и ориентации магнитного потока вихрей.

С80 **МАГНИТОПРОПУСКАНИЕ МИКРОВОЛН, КАК МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ВТСП-ПЛЕНОК**

А.М.Гришин, Ю.М.Николаенко, Э.Н.Украинцев (Физико-технический институт АН УССР, Донецк)

1. Экспериментально и теоретически изучено прохождение линейно поляризованных волн частотой 70ГГц через пленки YBCO. Образцами служили: I – пленки, полученные в НИИФП МЭП СССР магнетронным распылением, и II – пленки, изготовленные В.Д.Окуневым в ДонФТИ АН УССР ионным распылением на сапфир (10$\bar{1}$2) с буферным подслоем ZrO_2.

2. Установлено, что в отсутствие магнитного поля температурная зависимость коэффициента пропускания микроволн t (по мощности) позволяет реконструировать температурную зависимость сопротивления R пленки. На рис.I квадратиками приведена зависимость $R_\square(T)$, кружками – зависимость коэффициента пропускания t от температуры. Сплошная кривая получена путем расчета $R_\square$ в соответствии с соотношением:

$$R_\square = \frac{2\pi}{c(t^{-1/2}-1)} \quad (1)$$

Оно справедливо, если длина волны в вакууме c/ω больше толщины скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$, которая, в свою очередь, больше толщины пленки d.

Рис.I

3. Во внешнем магнитном поле H при температурах ниже 90 и 80 К, для пленок I и II, соответственно, обнаруживается гистерезис пропускания микроволн. Если пленка охлаждалась при $H = 0$, то с увеличением поля коэффициент t растет и насыщается в полях 15–20 кОе. При сбрасывании поля минимум пропускания смещается в поле $H_{min} \neq 0$. Знак H_{min} соответствует направлению намагничивающего поля H, а величина H_{min} и значения коэффициента t в минимуме растут с увеличением H (см. вставку на рис.2).

Эти экспериментальные факты объяснены простой физической моделью. Она сводится к представлению ВТСП-пленки в сильных

магнитных полях нормальной матрицей, содержащей когерентно не связанные друг с другом сверхпроводящие гранулы. Коэффициент пропускания в тех же, что и соотношение (I) условиях выражается через тензор эффективной проводимости среды $\hat{\sigma}$:

$$t = \frac{1 + 2\pi d \sigma_{xx}/c}{(1 + 2\pi d \sigma_{xx}/c)^2 + (2\pi d \sigma_{xy}/c)^2} \qquad (2)$$

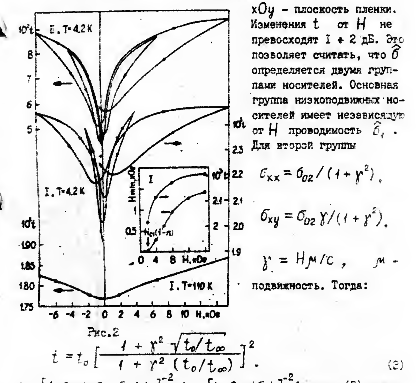


Рис.2

xOy - плоскость пленки. Изменения t от H не превосходят I ÷ 2 дБ. Это позволяет считать, что $\hat{\sigma}$ определяется двумя группами носителей. Основная группа низкоподвижных носителей имеет независящую от H проводимость $\hat{\sigma}_1$. Для второй группы

$$\sigma_{xx} = \sigma_{02}/(1+\gamma^2),$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{02}\gamma/(1+\gamma^2),$$

$\gamma = H\mu/c$, μ - подвижность. Тогда:

$$t = t_0 \left[\frac{1 + \gamma^2 \sqrt{t_0/t_\infty}}{1 + \gamma^2 (t_0/t_\infty)} \right]^2 . \qquad (3)$$

$t_0 = [1 + 2\pi d(\sigma_1 + \sigma_{02})/c]^{-2}$, $t_\infty = [1 + 2\pi d \sigma_1/c]^{-2}$. Формула (3) описывает экспериментальные зависимости на рис.2. Например, для пленки I при $T = 4,2$ К мы получили $\sigma_1 = 2,54 \cdot 10^3$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, $\sigma_{02} = 3,48 \cdot 10^2$ $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, подвижность $\mu = 2 \cdot 10^5$ см^2/Всек и концентрацию I,I 10^{15} см$^{-3}$ подвижных носителей.

4. Гистерезис обусловлен необратимым намагничиванием сверхпроводящих гранул при $T < T_c$. В этом случае в параметре γ фи-

турирует внутреннее поле, котрое не совпадает с внешним. Действительно, система сферических гранул создает в окружающей ее нормальной фазе неоднородное магнитное поле, характеризуемое средним значением

$$\langle \bar{h} \rangle = \bar{H} - \rho 4\pi \bar{m} \qquad (4)$$

и средне-квадратической флуктуацией:

$$\sqrt{\langle \bar{h}^2 \rangle - \langle h \rangle^2} = \frac{4\pi m}{3} \sqrt{2\rho} \qquad (5)$$

Здесь ρ – относительный объем, занятый сверхпроводящими гранулами, $4\pi\bar{m}$ – намагниченность отдельной гранулы.

Если идти из размагниченного состояния, то $4\pi m = -H(1-n)^{-1}$, n – коэффициент размагничивания гранулы. Среднее внутреннее поле в (4) увеличивается в $1+\rho(1-n)^{-1}$ раз за счет выталкивания потока из гранул. В эксперименте это проявляется более резкой зависимостью начального участка $t(H)$ при $T < T_c$.

В полях больших $H_{c1}(1-n)$ поток проникает и закрепляется в гранулах. При сбрасывании поля остаточная намагниченность в гранулах $4\pi\bar{m}_{res}$ направлена вдоль намагничивающего поля $\bar{H}$. В пространстве между гранулями поля размагничивания противоположны H и могут его компенсировать. Это означает, что минимум t достигается при $H \neq 0$. Положение минимума t определяется соотношением

$$H_{min} = \rho 4\pi m \frac{1 - 4\pi\varkappa(\rho + 2/9)}{1 - 4\pi\varkappa\rho}, \quad \varkappa = \frac{dm}{dH}. \qquad (6)$$

Его сопоставление с экспериментальными зависимостями H_{min} и t_{min} от H на вставке рис.2 позволило определить (при n = 0,81) долю сверхпроводящей фазы ρ = 0,12 и нижнее критическое поле в гранулах H_{c1} = 12,1 кОе.

5. Магнитопропускание микроволн может служить мощным инструментом исследования ВТСП-пленок. Концентрация и подвижность носителей тока, температура перехода в сверхпроводящее состояние, значения критических полей, доля сверхпроводящей фазы и необратимая кривая намагничивания гранул определяются бесконтактным образом.

НАБЛЮДЕНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ ПРИ ПОМОЩИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА

В.Н.Губанков, М.П.Лисицкий, И.Л.Серпученко (Институт радиотехники и электроники АН СССР, г. Москва)
Ф.Н.Склокин (Институт стали и сплавов, г.Москва)

Захваченные в электродах джозефсоновских туннельных переходов (ДТП) абрикосовские вихри (АВ) оказывают сильное влияние на зависимость критического тока Джозефсона I_c от перпендикулярного ($B_\perp$) и параллельного ($B_\parallel$) магнитных полей. Это обстоятельство было использовано недавно для измерения при помощи ДТП S-N-S типа элементарной силы пиннинга и поля вхождения первого АВ в свинцовую плёнку [1-3]. В данной работе с помощью ДТП изучались условия вхождения единичных АВ в сверхпроводящие плёнки ниобия.

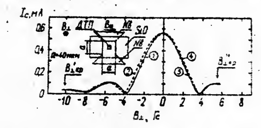
Эксперименты проводились с S-I-S ДТП [4]; нижним и верхним электродами служили ниобиевые пленки толщиной 2000 Å и 3000 Å соответственно. В качестве изолирующего слоя использовался Al_2O_3 толщиной 15-20 Å. Область слабой связи формировалась методом фотолитографии: "окно" в диэлектрическом слое SiO, разделяющем верхний и нижний электроды, имело размеры 9x9 мкм^2 (см. вставку к рисунку).

В работе было проведено две серии экспериментов: при переводе ДТП в сверхпроводящее состояние в поле $B_\perp$ (т.е. при "замораживании" магнитного потока при $T=T_c$), в которой измерялись зависимости $I_c(B_\parallel)$, и при наложении $B_\perp$ уже после охлаждения ДТП до $T<T_c$, причём в последнем случае регистрировались также и зависимости $I_c(B_\perp)$. На рисунке показана типичная зависимость $I_c(B_\perp)$ для ДТП, в котором первоначально отсутствовали захваченные АВ ($T=4.2K$). Сначала эта зависимость имела обратимый характер вплоть до $B'_{\perp кр} \approx 10$ Гс (кривая 1). "Фраунгоферова" зависимость $I_c(B_\parallel)$ в ходе данных измерений не менялась. При дальнейшем росте $B_\perp$ зависимость $I_c(B_\perp)$ становилась необратимой (кривая 2 соответствует обратному ходу), причём переход к "необратимости" имел скачкообразный характер. При $B_\perp > B'_{\perp кр}$ претерпевала изменение и кривая $I_c(B_\parallel)$: максимальный критический

ток уменьшался и увеличивался ток в районе первого минимума. При изменении полярности $B_\perp$ "обратимость" зависимости $I_c(B_\parallel)$ сохранялась до $B_\perp{}''_{кр}$=5.5 Гс (кривая 3), а при незначительном превышении $B_\perp{}''_{кр}$ и уменьшения $B_\perp$ до нуля зависимость $I_c(B_\parallel)$ становилась необратимой (кривая 4) и происходило восстановление исходной кривой 1. Одновременно с этим зависимость $I_c(B_\parallel)$ возвращалась к "фраунгоферовому" безвихревому виду.

В экспериментах с "замороженным" потоком пороговые эффекты возникали при полях $B_\perp$, примерно на два порядка меньших тех полей, при которых пороговые эффекты начинали проявляться в ходе наложения $B_\perp$ при T=4.2 K, при этом максимальный критический ток и сама форма кривой $I_c(B_\parallel)$ претерпевали значительные изменения.

Совокупность данных о характере появления гистерезиса в зависимостях $I_c(B_\perp)$ и изменений в кривых $I_c(B_\parallel)$, оценки соответствующих величин полей для различных условий эксперимента, согласно работе [1], свидетельствуют о факте вхождения единичного АВ в плёнку и его захвате на центре пиннинга в области ДТП при $B_\perp=B_\perp{}'_{кр}$; причем из условия $B_\perp{}''_{кр}<B_\perp{}'_{кр}$ следует, что наличие захваченного АВ способствует вхождению компенсирующего АВ противоположной полярности. Анализ изменений зависимостей $I_c(B_\parallel)$ с ростом $B_\perp$ позволяет проследить эволюцию взаимодействия АВ с центрами пиннинга в плёнке.



1. Miller S.L. et al. // Phis. Rev. B.-1985.-31, N5.-2684-2693.
2. Hyun O.B. et al. // Phis. Rev. Letters.-1987.-58, N6.-599-601.
3. Hyun O.B. et al. // Phis. Rev. B.-1989.-40, N1.-175-181.
4. Ermakov An.B. et al.// Extended Abstracts of ISEC-89, Tokyo, Japan.-1989.-294-297.

УДК 539.21:541.113

С82

ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВТСП КЕРАМИКИ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$

А.М.Гуревич, Б.И.Доценко, В.И.Еропкин,
Ю.В.Тележенко, Н.М.Чайковская, В.Г.Хоменко
ФТИНТ АН УССР, г.ХАРЬКОВ

Методом абсолютной калориметрии проведены измерения теплоемкости образца сверхпроводящей керамики $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ в интервале температур 1.5-120 К. Керамика получена из смеси Bi_2O_3, $SrCO_3$, CaO и CuO в соотношении 2:2:1:2. Смесь спекалась при $T=840^{\circ}C$ в течение 30 часов. Химический элементный анализ дал соответствие полученного состава заданной стехиометрии. Измерения электросопротивления показали, что переход в сверхпроводящее состояние происходит в образце в интервале 80 - 57 К. Удельное сопротивление $\rho(300)=3,5$ мОм/см.

Порошковые рентгенограммы образца проиндицированы с параметрами ромбической элементарной ячейки: $a=5.40, b=5.42, c=30.9$ Å, взятыми из работы [1]. На рентгенограммах отсутствуют отражения, не относящиеся к основной фазе 2212, что позволяет оценить наличие фаз с иной стехиометрией не более 5(вес.)%. На рентгенограммах свежего порошка и образца, подвергшегося термоциклированию от комнатных до гелиевых температур, имеются некоторые отличия в распределении интенсивности, а также в ширине рентгеновских отражений. Незначительное перераспределение интенсивности связано, по-видимому, с вариацией текстуры в образцах. Уменьшение на 20-30% ширины отражений на рентгенограммах от термоциклированного образца(по сравнению с аналогичными отражениями от исходного образца), объясняется релаксацией значительных напряжений, характерных для кристаллитов свежеиспеченной керамики. Релаксационные процессы в "свежих" образцах стали в последнее время объектом детального изучения [1].

Анализ приведенных данных показал, что в области низких температур зависимость теплоемкости от температуры может быть с определенной степенью точности описана уравнением:

$$Cp(T) = \gamma * T + \beta * T^3 = 5.0245^{-2} * T + 1.878^{-3} * T^3$$

Наличие линейной составляющей мы не связываем с электронным вкладом в Cp(T) поскольку $\gamma > 0$ скорее вызывается из-за низкотем-

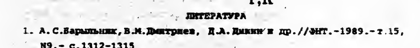
пературных аномалий, которые и приводят к завышению суммарной теплоемкости. На основе измереных значений $C_p(T)$ расчитаны параметры спектра решеточных колебаний(таб.1, где для сравнения приведены аналогичные параметры иттриевой керамики). Существенное превышение $C_p(T)$ Bi-керамики над теплоемкостью Y-керамики в первую очередь обусловлено большой разницей масс формульных единиц.

Т а б л и ц а 1

ОБРАЗЕЦ	r = 3		r = 39/48*		Tc, K
	Θ_D,K	ω_D,1/см	Θ_D,K	ω_D,1/см	
$YBa_2Cu_3O_7$	163	113	383	266	92
$Bi_2Sr_2CaCu_2O_9$	101	70	255	117	85

* r=39(3*13)-для иттриевой керамики; r=48(3*16)-для висмутовой.

На рис.1 в координатах C_p/T-T показаны особенности теплоемкости в области сверхпроводящего перехода. К ним мы относим резкое нарастание теплоемкости при T>60 K и наличие, вероятно, двух фазовых переходов с T_c=85 и 105 K. Последнее может свидетельствовать о неоднофазности образца.


ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Барыльник, В.М.Дмитриев, Д.А.Дикин и др.//ФНТ.-1989.-т.15, N9.- с.1312-1315

83 ФОНОННЫЕ СПЕКТРЫ МЕТАЛЛООКСИДОВ СО СТРУКТУРОЙ КАРБИДА КАЛЬЦИЯ

А.А.Гусев, В.А.Тележкин

Донецкий ФТИ АН УССР, Донецк

Одним из возможных механизмов высокотемпературной сверхпроводимости является экситонный механизм /1/, основанный на предположении об образовании молекул O_2^{2-}. В настоящее время существуют непосредственные экспериментальные свидетельства о таких димерах во многих сверхпроводящих соединениях /2/. В пероксиды металлов со структурой карбида кальция MO_2 молекулы O_2^- и O_2^{2-} входят как структурный элемент. В таблице приведены структурные константы этих кристаллов - постоянная решетки a, отношение длины ячейки c вдоль тетрагональной оси к a, расстояние между ионами d в димере кислорода, вычисленное из параметра u, а также экспериментальные данные по длине связи и частоте колебаний изолированной молекулы кислорода в различных зарядовых состояниях.

	O_2^+	O_2^0	O_2^-	BaO_2	CaO_2	CsO_2	KO_2	RbO_2	SrO_2
a (A)	-	-	-	3.8154	3.54	4.44	4.033	4.24	3.557
ρ = c/a	-	-	-	1.796	1.67	1.62	1.661	1.66	1.855
d=c(1-2u)(A)	1.12	1.21	1.34	1.49	-	-	1.28	-	-
ω (1/см)	1904	1580	1107	-	-	-	-	-	-
d (теория)	1.31	1.34	1.49	-	1.45	-	1.48	-	-
ω (теория)	1430	1550	1200	-	1400	-	1220		

В таблице приведены также результаты неэмпирических расчетов молекул и кристаллических фрагментов в многодетерминантном приближении (метод валентных схем) по методике /3/. Это позволило определить параметры решетки (величины u) в тех кристаллах, где они не измерялись.

В работе построена динамика решетки пероксидов при следующих допущениях:

- короткодействующие центральные взаимодействия между ионами в димере (параметры L и J), между димером и катионами вдоль (параметры E, F) и поперек (параметры G, H) тетрагональной оси;

- кулоновское взаимодействие между ионами, причем димер характеризуется зарядом -q.

Шесть параметров короткодействующего взаимодействия связаны тремя соотношениями (вращательная инвариантность, нулевые напряжения), т.е. три параметра являются независимыми.

В зависимости от оставшихся трех параметров получены шесть упругих констант C_{11}, C_{12}, C_{13}, C_{33}, C_{44}, C_{55}, предельные частоты оптических фононов, в том числе мода растяжения димера:

$$2m_0 \omega_1^2 = 2J + H + E + 2L + G(d^2 - a^2) / a^2 + F$$

и вращения димера как целого:

$$2m_0 \omega_r^2 = 2J + H + E \quad ,$$

тензор диэлектрической проницаемости.

Найденные параметры межатомного потенциала будут использованы при моделировании дефектов типа димеров и построении динамики решетки высокотемпературных сверхпроводников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, N 2, с.119-121.
2. Sequeira A., Rajagopal H., Nagaragan R., Rao C.N.R. Physica, 1989, C159, N 1-2, p.87-92.
3. Тележкин В.А. Теория радиационных дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1988. - 132 с.

C84

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ YBCO И LSCO

С.А. Давыдов, А.Е. Карькин, А.В. Мирмельштейн, Б.Н. Гощицкий

Институт физики металлов УрО АН СССР, Свердловск

Изучение теплоемкости является традиционным методом исследования сверхпроводников. Интерес к термодинамическим исследованиям ВТСП связан, кроме того, с рядом особенностей, присущих именно этому классу соединений, в том числе с проблемой так называемого "линейного" члена в низкотемпературной теплоемкости (НТТ). Мы исследовали теплоемкость соединений $YBa_2Cu_3O_7$ и $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_4$, облученных быстрыми нейтронами при температуре жидкого азота, и обнаружили, что разупорядочение ведет к увеличению теплоемкости при низких температурах. В слабо разупорядоченных образцах это может быть интерпретировано в терминах "линейного" члена [1], но по мере разупорядочения становится очевидным появление некоторой дополнительной НТТ, как в 1-2-3, так и в 2-1-4. Эта дополнительная теплоемкость имеет вид аномалии Шоттки, характерной для двухуровневых систем (рис.1). Отметим, что в кислородно-дефицитных образцах YBCO подобного дополнительного вклада в НТТ нет [2]. Степень разупорядочения (т.е. флюенс быстрых нейтронов Φ) определяет только интенсивность аномалии, тогда как положение максимума, т.е. величина энергетического расщепления, не меняется и, более того, примерно одинакова для 1-2-3 и 2-1-4. Следовательно, увеличение беспорядка ведет к увеличению числа двухуровневых систем (TLS). Это число может быть определено вычислением соответствующей энтропии S. Число TLS растет практически пропорционально концентрации дефектов (т.е. флюенсу Φ) и при $\Phi=5\cdot10^{19}$ $см^{-2}$ в YBCO одна TLS приходится примерно на 6 элементарных ячеек. В LSCO при том же флюенсе число TLS примерно в три раза меньше.

Ранее мы обнаружили, что радиационное разупорядочение

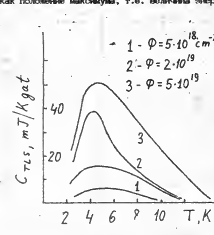


Рис.1

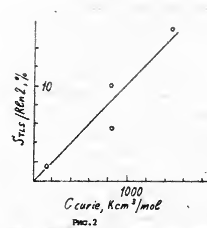


Рис.2

YBCO и LSCO приводит к появлению Кюри-вейссовского вклада в магнитную восприимчивость с константой Кюри C, пропорциональной флюенсу, причем в YBCO скорость ее роста в три раза больше, чем в LSCO. Измерения магнитной восприимчивости и ЯКР указывают на существование в сильно разупорядоченных образцах некоторого ближнего магнитного порядка, а температурная зависимость электросопротивления свидетельствует о локализации носителей заряда [3]. Т.о. вклад типа Шоттки в НТТ YBCO и LSCO связан, скорее всего, с наличием в системе взаимодействующих локализованных магнитных моментов. Рис.2 демонстрирует корреляцию числа TLS и константы Кюри C в образцах YBCO с различным беспорядком.

Наши результаты показывают, что существование небольшого "линейного" члена (4 мДж/К моль в YBCO) может быть связано с присутствием дефектов атомного масштаба в образцах YBCO и LSCO даже очень высокого качества. Именно с разупорядочением, а не с присутствием посторонних фаз может быть связано поведение НТТ в допированных Zn образцах YBCO и LSCO [4]. В этом смысле вряд ли возможно обсуждать проблему "линейного" члена экзотической природы в НТТ ВТСП. В заключение отметим, что свойства ВТСП, в том числе и магнитные, чрезвычайно чувствительны к любому типу беспорядка, поэтому исследование отклика ВТСП на разупорядочение затрагивает едва ли не все важнейшие аспекты физики этих соединений.

1. Aleksashin B.A. et. al. // PHYSICA. - 1988.- C153-155, P.339-340.
2. Блиновсков Я.Н. и др. // Препринты научных докладов "Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости"- Сыктывкар, УрО АН СССР,- 1988,- вып.9-часть 1.
3. Алексашин Б.А. и др. // ЖЭТФ- 1989- 95- С.678- 690.
4. Holsher G. et. al. // Z. Phys. B: Condens. Mat.-1988- 72- P.461-466.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Дедю В.И., Сандлер А.Г., Сидоренко А.С., Обознов В.А.
Институт прикладной физики АН МССР, г. Кишинев

Исследование искуственно созданных слоистых структур (СС) приобретает особую актуальность в связи с возможностью их использования в качестве модельных объектов для изучения высокотемпературных сверхпроводников. Сильная анизотропия критических магнитных полей и наличие размерного перехода 3D - 2D обнаружено как в СС /I/, так и в металлооксидных сверхпроводниках /2/.

В данной работе исследованы температурные зависимости критических магнитных полей $H^{\parallel}_{c2}$ и $H^{\perp}_{c2}$, а также угловые зависимости $H_{c2}(\theta)$ в сверхпроводящих слоистых структурах V/Cu, изготовленных методом высокочастотного ионно-плазменного распыления компонент на монокристаллические кремниевые пластины.

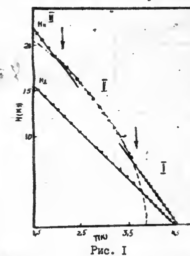


Рис. I

На Рис.I представлены температурные зависимости $H^{\parallel}_{c2}$ и $H^{\perp}_{c2}$ для структуры V/Cu с толщиной ванадия d_s=250Å, меди d_n=I50Å, $d = d_s + d_n$. Число слоев ванадия-I0, меди-II. $H^{\perp}_{c2}$ линейна во всей области температур. На зависимости $H^{\parallel}_{c2}$ наблюдаются три участка. Вблизи T_c зависимость линейна ($H_{c2} \sim (T_c - T)$) и переходит в корневую ($H_{c2} \sim (T_c - T)^{1/2}$) по мере удаления от T_c – такое поведение описывается переходом от 3D-анизотропного состояния вблизи T_c ($\xi(T) \gg d$) в режим разделенных слоев 2D при $\xi(T) \ll d$, и определяется температурной зависимостью длины когерентности $\xi(T)$ /I/. При более низких температурах $H^{\parallel}_{c2}$ снова линейна, что можно объяснить изотропизацией структуры, т.к. амплитуда сверхпроводящего параметра Гинзбурга-Ландау Ψ_1 в медных прослойках описывается выражением /3/;

$$\Psi_1 = 1 - \sqrt{2}\, d_N/\xi_N^2 - 2dx/\xi_N^2 + x^2/\xi_N^2 \qquad (1)$$

где d_N – толщина нормального слоя, x – координата перпендикулярная слою. Температура обратного размерного перехода (2D - 3D) определяется температурной зависимостью длины когерентности в меди $\xi_N \sim 1/\sqrt{T}$; при низких температурах $\Psi_1 \to 1$, что соответствует изотропизации структуры V/Cu .

Дополнительным свидетельством о происходящих в исследуемых структурах V/Cu размерных переходах служат измерения угловых зависимостей верхнего критического поля $H_{c2}(\theta)$.

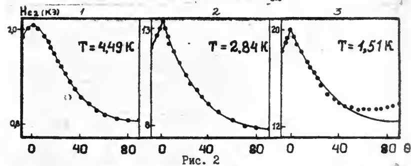


Рис. 2

На Рис.2 представлены зависимости $H_{c2}(\theta)$ для структуры V/Cu (250Å/100Å) при различных температурах. Обнаружено хорошее согласие с теорией (сплошные линии на рисунке). Вблизи T_c (обл.1, $T=0,95T_c$) экспериментальные данные $H_{c2}(\theta)$ описываются теорией 3D - анизотропного сверхпроводника. В области 2 ($T \leq 0,6T_c$) - хорошее согласие с формулой Тинкхама для одиночной тонкой пленки - такое изменение зависимостей $H_{c2}(\theta)$ согласуется с 3D - 2D размерным переходом на $H_{c2}(T)$. Зависимость $H_{c2}(\theta)$ при более низких температурах (обл.3) характерна для 3D -изотропного сверхпроводника с поверхностной сверхпроводимостью. Отклонение от теоретической кривой при $\theta \to 90°$ можно объяснить влиянием границ зерен, размер которых порядка ξ при данной температуре.

1. Indrajit Banerjee et all.//JLTP.-1984.-v.54,N5/6,p.501.
2. Фогель Н.Я. и др. //Тезисы XXV Всесоюзного совещания по физике низких температур.-Ленинград, 1988.-ч.1, с.235.
3. Абрикосов А.А., Основы теории металлов.М.: Наука, 1987.-с.425.

C86 НЕЛИНЕЙНАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ГРАНУЛЯРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ДЖОЗЕФСОНОВСКИМИ КОНТАКТАМИ

А. В. Демин, В. Л. Соболев, В. А. Хлус

ВНИИ Монокристаллов, Харьков.

В работе рассмотрена гранулярная сверхпроводящая среда с размером гранул большим по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля. Для объяснения магнитных свойств такой среды предполагается существование замкнутых петель, образованных сверхпроводящими гранулами, соединенными джозефсоновскими контактами малой площади. Условие однозначности фазы сверхпроводящего параметра порядка приводит к появлению нескольких ветвей энергии как функции полного магнитного потока через петлю Φ /1/.

При учете индуктивности петли L возникает гистерезис в зависимости Φ от внешнего потока Φ_e, при значениях Φ_e близких к полуцелым частям кванта потока Φ_0. Ширина гистерезиса пропорциональна $\lambda=LI_c/N$, где N - число контактов в петле, I_c - характерный критический ток.

В предположении N»1 вычислены гармоники магнитного момента и ВЧ восприимчивость. Статистические свойства среды учтены усреднением по площади петель. Мнимая часть восприимчивости возникает из-за диссипации энергии при переходе между энергетическими ветвями и не зависит от нормального сопротивления контактов. Результаты вычислений качественно согласуются с экспериментальными данными /2/.

Отметим, что, в отличие от одноконтактной петли, гистерезис, а значит и мнимая часть восприимчивости, возникают при любых значениях L, при амплитуде внешнего потока большей λ.

На рис.1 представлены синусная и косинусная компоненты второй гармоники магнитного момента и мощность второй гармоники равная сумме квадратов синусной и косинусной компонент как функция $\phi_0=H_0S/\Phi_0$ - постоянной составляющей внешнего потока через петлю характерной площади S, H_0 - постоянная составляющая магнитного поля. На рис.2 показаны вещественная и мнимая части восприимчивости в зависимости от $\phi_1=H_1S/\Phi_0$, H_1 - амплитуда переменной составляющей магнитного поля. По оси ординат на всех графиках отложены произвольные единицы.

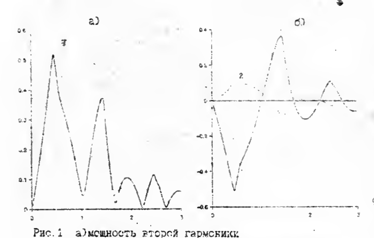


Рис. 1 а) мощность второй гармоники
б) синусная (2) и косинусная (1) компоненты второй гармоники

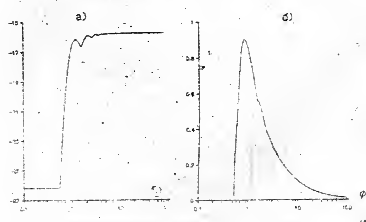


Рис. 2 Вещественная (а) и мнимая (б) компоненты ВЧ восприимчивости

Литература.

1. C. Ebner and D. Stroud, Phys. Rev. B 31,165 (1985).
2. C. D. Jeffries, Q. H. Lam et al., Phis Rev. B 39,11526 (1989).

С87. КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ДВУХЗОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА НЕМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЯХ

Д.Ф.Дигор, Л.З.Кон, В.А.Москаленко (Институт прикладной физики АН Молдавской ССР)

Известно, что кинетические коэффициенты вещества меняются существенно при его переходе в сверхпроводящее состояние. Введение примесей различной природы качественно не меняет вид температурной зависимости большинства кинетических коэффициентов, т.е. с уменьшением температуры они остаются либо монотонно убывающими, либо убывающими с предварительным достижением максимального значения при температуре ниже T_c.

В работах /1,2/ было показано на возможное качественное (в указанном выше смысле) изменение температурной зависимости термоэлектрического коэффициента однозонного изотропного сверхпроводника при введении примеси, описываемой моделью Андерсона или s-d обменной моделью. Этот эффект объясняется появлением дополнительного (по отношению к нормальному состоянию вещества) нечетного по энергии члена в амплитуде рассеяния электронов на примеси. Такая же возможность была рассмотрена недавно в работе /3/ для однозонного сверхпроводника с анизотропным параметром порядка.

В настоящей работе показана возможность качественного изменения температурной зависимости термоэлектрического коэффициента двухзонного изотропного сверхпроводника /4/ при введении обычной немагнитной примеси.

Вычислена t -матрица, учитывающая многократное рассеяние электрона на одной примеси. Диагональный по зонным индексам элемент этой матрицы имеет вид

$$t_{11}=\frac{1}{K}[V_{12}V_{21}a_2+(V_{11}^2+\pi^2N_2^2V^2)a_1]\tau_0-\frac{1}{K}[V_{12}V_{21}b_2+(V_{11}^2+$$
$$+\pi^2N_2^2V^2)b_1]\tau_1+\frac{1}{K}(V_{11}+V_{22}\pi^2N_2^2V)\tau_3;$$
$$K=1+V_{11}^2\pi^2N_1^2+V_{22}^2\pi^2N_2^2+\pi^4N_1^2N_2^2V^2-2V_{12}V_{21}(a_1a_2-b_1b_2)$$

где τ_i -матрицы Паули, V_{ik} -внутризонные и межзонные матричные элементы рассеяния электрона на немагнитной примеси, $V=V_{11}V_{22}-V_{12}V_{21}$, N_m -плотность состояний на поверхности Ферми m-ой зоны, $a_i=-\pi N_i\omega/\sqrt{\Delta_i^2-\omega^2}$, $b_i=-\pi N_i\Delta_i/\sqrt{\Delta_i^2-\omega^2}$, Δ_i -параметр порядка i -ой зоны сверх-

проводника. Выражение для t_{22} получается из (I) заменой зонных индексов $1 \rightleftarrows 2$.

При малой концентрации примеси знание t-матрицы позволяет вычислить электронную функцию Грина двухзонного сверхпроводника и вклад η_{S2} в термоэлектрический коэффициент, возникающий за счет появления в амплитуде рассеяния электрона на примеси дополнительного по отношению к нормальному состоянию вещества нечетного по энергии члена. При очень низких температурах $\eta_{S2} \sim e^{-\beta\omega_g}$ а при $T \leq T_c$, $\eta_{S2} \sim (\Delta_1 - \Delta_2)^2/T_c^2$. Для области промежуточных температур $\sigma^{2/3} \ll T/\Delta_1 \ll 1$,

$$\eta_{S2} = \frac{c v_1^2 U_{11} W_{12} N_1}{(\hbar/2\tilde{\tau}_{11})^2 A^2} \frac{e\hbar}{24 ch^2(\beta\Delta_1/2)} \left(\frac{\Delta_1}{T}\right)^2 \sqrt{\frac{1-\gamma}{1+\gamma}} \ln\frac{4}{3\sigma^{2/3}}$$

где

$$\sigma = \frac{\hbar^2\sqrt{1-\gamma}}{4\Delta_1\Delta_2\tilde{\tau}_{12}\tilde{\tau}_{21}(1+\gamma)^{3/2}}; \quad \gamma = \frac{\Delta_1}{\Delta_2}; \quad \frac{\hbar}{2\tilde{\tau}_{11}} = c\pi N_1(V_{11}^2 + \pi^2 N_2^2 V^2)/A;$$

$$\hbar/(2\tilde{\tau}_{12}N_2) = \hbar/(2\tilde{\tau}_{21}N_1) = \pi|V_{12}|^2 c/A; \quad U_{11} = V_{11} + \pi^2 N_2^2 V_{22} V;$$

$$W_{12} = 2N_1N_2|V_{12}|^2\pi^2; \quad A = 1 + \pi^2N_1^2V_{11}^2 + \pi^2N_2^2V_{22}^2 + \pi^4N_1^2N_2^2V^2$$

c -концентрация примеси, v_1 -скорость электрона на поверхности Ферми первой зоны, ω_g -энергетическая щель двухзонного сверхпроводника. При вычислении η_{S2} использованы результаты работы /5/ для случая $\Delta_1 \ll \Delta_2$.

Из полученных результатов видно, что η_{S2} в промежуточной области температур проходит через максимум. Кроме того подчеркнем, что как и в работах /I-3/, полученный вклад в ε_F/T раз больше обычного вклада, который возникает при учете рассеяния электронов на немагнитной примеси только в борновском приближении.

Отметим, что при вычислении других кинетических коэффициентов учет многократного рассеяния электронов на немагнитной примеси приводит к перенормировке времен релаксации.

I. Кон Л.З.//ЖЭТФ -1976.-70, вып.I.-С.286-291.
2. Кон Л.З., Москаленко В.А. Дигор Д.Ф.//ФТТ.-1980.-22,№2.-С.3640-3644.
3. Arfi B., Bahlouli H., Pethick C.J.//Phys.Rev.B.-1989.-39, NI3. -8959-8983.
4. Москаленко В.А.//ФММ.-1959.-8,№4.-С.503-513.
5. Москаленко В.А. Метод исследования плотностей электронных состояний сверхпроводящих сплавов.-Кишинев:Штиинца,1974.-147с.

С88 ОБНАРУЖЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ РЕЗИСТИВНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.А.Дикин, В.М.Дмитриев, Г.Е.Чурилов
(Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

При разрушении сверхпроводимости в узкой ($\le \xi(T)$) пленке током большем критического возникает резистивное состояние в виде центров проскальзывания фазы (ЦПФ). Известно, что ЦПФ является источником как хорошо изученных джозефсоновских колебаний, так и электрических колебаний с частотой ~ 10^7 Гц [1]. Экспериментально установлено, что эти колебания связаны с внутренней структурой ЦПФ и параметром порядка Δ [2]. Таким образом, возникает необходимость исследования нестационарных свойств резистивного состояния во внешних электромагнитных полях, по крайней мере по трем причинам. 1. Используя явление подавления и стимуляции сверхпроводимости СВЧ излучением, можно, управляя величиной Δ, проанализировать её связь с частотой электрических колебаний f_r. 2. Эти электрические колебания имеют резонансный характер по транспортному току через образец. Поэтому возможно обнаружение внутренних высокочастотных резонансных свойств резистивного состояния сверхпроводника. 3. Поскольку ЦПФ является сильно нелинейным нестационарным объектом, то при помещении его во внешнее электромагнитное поле возможно обнаружение новых особенностей его физической природы.

В настоящей работе такая программа исследований выполнена на образцах олова с характерными параметрами $\ell \sim 100$ мкм; $w \sim 1$ мкм; $d \sim 0,1$ мкм; $T_c \sim 3,8$ К; $f_r \sim 10^7$ Гц во внешних электромагнитных полях ($f_н$) в диапазоне частот $10^6 \div 10^{10}$ Гц. Получены следующие основные результаты.

1. При увеличении мощности внешнего излучения ($P_н$) на частоте $f_н = 10^{10}$ Гц, большей нижней граничной частоты стимуляции сверхпроводимости ($f_{ст} \approx 10^9$ Гц), наблюдается стимуляция I_c и понижение f_r (кривые 1 на рис.). На частоте $f_н = 5 \cdot 10^8$ Гц $< f_{ст}$ наблюдается подавление I_c и возраста-

ние f_r (кривые 2 на рис.). Полученная связь между f_r и I_c, а значит и Δ, не противоречит модельным представлениям [3,4].

2. При частотах накачки $f_н \sim f_r$ и амплитуде внешнего сигнала $A_н \geq A_r$ наблюдается параметрическое взаимодействие внешнего сигнала и сигнала генерации, проявляющееся в затягивании f_r к частотев точности равной $f_н$ или к $\frac{1}{2} f_н$ при $f_н \sim 2 f_r$. Также наблюдается усиление A_r за счет сигнала накачки.

3. С изменением постоянного транспортного тока через образец изменяется частота, ширина линии спектра генерации (Δf_r) и амплитуда сигнала генерации. При этом на амплитудно-частотной характеристике образца при $f_н \approx f_r$ обнаружен резонанс в полосе частот $\sim \Delta f_r$.

4. На токовой зависимости первой производной ВАХ ($\partial U/\partial I$) образца в некотором интервале температур ниже T_c обнаружена особенность, отражающ. уменьшение дифференциального сопротивления образца в области значений токов, при которых происходит генерация электрических колебаний.

Перечисленные экспериментальные результаты обсуждаются с точки зрения модельных представлений, развиваемых для объяснения внутренних нестационарных свойств резистивного состояния сверхпроводников.

1. Светлов В.Н., Чурилов Г.Е. и др.// ФНТ.-1988.-14, № 1.-С.26-33.
2. Чурилов Г.Е., Дикин Д.А. и др.// ФНТ.-1989.-15, № 9.-С.994-997.
3. Гогадзе Г.А., Дмитриев В.М. и др.// 24-е Всесоюзн.сов. по физике низ.температур:Тез.докл.-Тбилиси,1986.-ч.I.-С.196-197.
4. Гогадзе Г.А. // ФНТ.-1986.-12, № 10.-С.1102-1105.

С89 СТРУНЫ, КОНФАЙНМЕНТ И СПАРИВАНИЕ В ВТСП

Ю.А.Дмажко

Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк

Можно считать экспериментально установленным, что за высокотемпературную сверхпроводимость (ВТСП) купратов отвечает двумерная решетка CuO_2. Нескомпенсированные спины в ней (обычно имеются в виду ионы Cu^{++}) связаны антиферромагнитным (АФ) взаимодействием. В работах /1-3/ высказывалось предположение, что именно оно является причиной образования пар-бидырок, так как в отличие от монодырок при движении по решетке бидырки АФ-порядок не нарушается. В основе такого подхода лежит известная модель Хаббарда, которая предполагает сильное кулоновское отталкивание электронов на одном узле и полностью игнорирует обычное кулоновское дальнодействие $e^2/\varepsilon r$, где e -заряд электрона, а ε - диэлектрическая проницаемость ионного остова (для La_2CuO_4 $\varepsilon = 4$). Между тем, для двух дырок в соседних ячейках решетки CuO_2 ($r = a = 3,8$ Å) энергия кулоновского отталкивания $u \cong e^2/\varepsilon a \simeq 1$ эв, что заметно превосходит энергию АФ-взаимодействия $J \simeq 0,02$ эв /4/. Может ли в таких условиях конкуренция между АФ-взаимодействием и кулоновским отталкиванием привести к спариванию?

Ответ на этот вопрос положителен. Несмотря на относительную малость константы АФ-взаимодействия, спаривание оказывается возможным. Причина этого заключается в том, что АФ-взаимодействие между двумя дырками обеспечивается АФ-струной и сила их взаимного притяжения не зависит от расстояния. В известном смысле эта ситуация аналогична конфайнменту пары кварк-антикварк посредством глюонной струны в теории Янга-Миллса.

Оценим и сравним энергию одиночной дырки E_1 и энергию пары E_2.

Одиночная дырка на АФ-решетке образует автолокализованное состояние /5/. Пусть ρ -радиус области локализации, измеренный в постоянных решетки (см.рис.1), а $t\ (\sim 0,2$ эв$)$ - амплитуда перехода электрона в соседний узел. Тогда энергия состояния равна $E(\rho) = t/\rho^2 + 4J\pi\rho^2$ (энергия локализации + нарушение АФ-порядка в области). Энергия одиночной дырки равна минимальному значению $E(\rho)$: $E_1 = 4\sqrt{\pi J t}$.

Рассмотрим пару дырок. При удалении их на R узлов друг

от друга между ними образуется линия измененного АФ-порядка, т.е. струна (см.рис.2). Энергия такого состояния равна

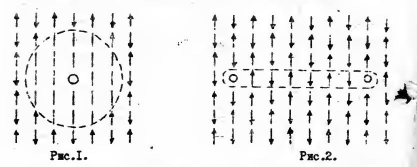


Рис.I. Рис.2.

$E(R) = U/R + 4JR$ (кулоновское отталкивание + энергия струны). Энергия локализации здесь отсутствует, т.к. пара при движении не нарушает АФ-порядок. Энергия пары равна минимальному значению $E(R)$: $E_2 = 4\sqrt{JU}$, которое достигается при $R = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{U}{J}}$.

Если $E_2 < 2E_1$, то пара стабильна. Это приводит к условию $4\pi t > U$, которое, как легко убедиться, для купратов выполняется ($t \simeq 0{,}2$ эв, $U \simeq 1$ эв).

I. Anderson P.W.//Science.- 1987.- V.235. - P.1196-1201.

2. Emery V.J.//Phys. Rev. Lett.- 1987.- V.58, N26.- P.2794-97.

3. Мойжес Б.Я., Супрун С.Г.//ФТТ.- 1988. - Т.30, №3. - С.90I-903.

4. Vaknin D. et al.//Phys. Rev. Lett.- 1987.- V.58, N26.- -P.2802-2805.

5. Булаевский Л.Н., Нагаев Э.Л., Хомский Д.И.//ЖЭТФ.- 1968.- Т.54, №5. - С.I562-I566.

С90 КОРРЕЛЯЦИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ ИМПЕДАНСА И ТЕПЛОЕМКОСТИ КЕРАМИКИ $Y-Ba-Cu-O$

В.М.Дмитриев, В.Н.Еропкин, А.М.Гуревич, М.Н.Офицеров, [illegible]
(Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

Известно, что в керамике $Y-Ba-Cu-O$ существуют аномалии физических (тепловых, магнитных, механических) свойств при температурах выше T_c. С целью выяснения природы аномалий и установления корреляций между ними проведена серия экспериментов в диапазоне 80 – 300 К по изучению импеданса и теплоемкости одного и того же образца.

Образец представляет собой цилиндр диаметром 10,5 мм, высотой 5,5 мм, плотность его составляла 5,62 г/см^3, T_c = 91 К. Измерения импеданса проведены на частоте $3,5 \cdot 10^5$ Гц и на постоянном токе. Теплоемкость измерялась методом абсолютной калориметрии.

Полученные данные представлены в общем виде на рис. 1, а аномалии на рис. [illegible].

Обнаружена корреляция между аномалиями импеданса и особенностями теплоемкости, наблюдаемыми в интервалах температур: 150 – 170, 200 – 240 и при ~ 270 К. По виду особенностей в первом из указанных интервалов сделано предположение о возможном существовании сверхпроводящей фазы с T_c ~ 150 К [1]. Аномалии стабильны во времени и при термоциклировании.

Интервал 200 – 240 К характеризуется наличием нескольких ярко выраженных экстремумов в значениях как импеданса, так и теплоемкости (T = 210; 230; 23[illegible] К). По нашему предположению, эти аномалии могут быть связаны с фазовыми переходами первого рода, так как положение и величина максимумов существенным образом зависит от термической предыстории образца и кинетических характеристик эксперимента: температурного шага, скорости нагрева и т.д. (рис. 2). Более того, во всей области температур 180 – 230 К происходят процессы, сопровождающиеся гистерезисом. Об этом свидетельствует смещение "регулярной" кривой $C_p(T)$, если начальная температура серии измерений попадает в указанный интервал. Вне этого диапазона температур все серии измерений воспроизводятся в пределах точности эксперимента.

Отметим, что аномалии потерь наблюдаются на переменном токе (кривая 1 на рис. 1), в то время как на постоянном токе они не наблюдаются за исключением незначительной особенности при T ~ 273 К (кривая 2 на рис. 1). Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых особенностей.

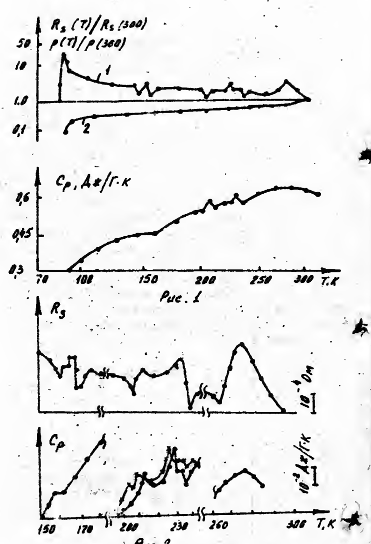


Рис. 1

Рис 2

1. Cai Y.V., Larbalestier D.C. Phys. Rev. Let. 1987, v58, N26, p2788.

С91 ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ГАРМОНИК В ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

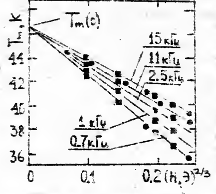
В.Ф.Дроботько, В.А.Хохлов (Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.Донецк)

В настоящей работе сообщается о результатах экспериментального исследования диамагнитного отклика высокотемпературных сверхпроводящих пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Пленки толщиной 0,3мкм были получены в НИИЭП МЭП СССР методом магнетронного распыления на постоянном токе на монокристаллическую подложку (I00) MgO . По данным рентгеноструктурного анализа исследуемые пленки содержали 73,5% орторомбической фазы.

Измерения были выполнены в диапазоне частот 700 Гц + I5кГц с помощью моста взаимоиндуктивности, который запитывался переменным сигналом, отфильтрованным полосовыми фильтрами от высших гармоник. Амплитуда переменного магнитного поля в катушке возбуждения изменялась от 0,0I5 до I,I Э (мост взаимоиндукции экранировался от поля Земли свинцовым экраном, помещенным в жидкий гелий). Температурный переход пленки в сверхпроводящее состояние фиксировался по возникающему сигналу разбаланса моста, синфазная (U') и квадратурная (U'') части которого разделялись по методике синхронного детектирования. Модули амплитуд высших гармоник измерялись анализатором спектра СК4-58.

В сигнале диамагнитного отклика мы наблюдали только нечетные гармоники. Их амплитуды имеют максимумы в окрестности перехода пленки в сверхпроводящее состояние, и по форме и положению пика совпадают с температурной зависимостью квадратурной (U'') части сигнала. Из эксперимента следует, что максимумы на температурной зависимости амплитуд третьей гармоники и квадратурной части сигнала диамагнитного отклика в зависимости от амплитуды возбуждающего переменного магнитного поля изменяются как $T_m(0) - T_m(H) \sim H^q$, где q = 2/3 (см. рисунок, где • – T_m третьей гармоники; ■ –T_m квадратурного сигнала). Эти данные отличаются от значения q = 0,4, полученного из измерений зависимости третьей гармоники от величины внешнего постоянного поля в объемной $Y-Ba-Cu-O$ керамике /I/, но совпадают с теоретически предсказанным q = 2/3 в модели критического состояния для квадратурной части диамагнитного отклика цилиндрических образцов ВТСП-керамики /2/.

Другим важным экспериментальным результатом является зависимость положения этих максимумов T_m от частоты возбуждающего переменного магнитного поля. Как видно из рисунка, при постоянной амплитуде возбуждающего магнитного поля температуры



как третьей гармоники, так и квадратурного сигнала отклика, с ростом частоты смещаются в сторону высоких температур. В работе /I/ отмечалось о возможном существовании этого эффекта, однако последовательного теоретического расчета или экспериментального подтверждения авторами не было сделано. По-видимому, мы впервые экспериментально обнаружили этот эффект для ВТСП-пленок. Особенностью наблюдения эффекта в пленках был выбор оптимальной амплитуды возбуждающего магнитного поля: величина частотного смещения максимумов T_m (см. рисунок) растет с ростом амплитуды возбуждающего магнитного поля, однако при этом максимумы существенно уширяются и их положение смещается в область температуры жидкого гелия. Возможно по этой причине в работе /3/ не была обнаружена частотная зависимость диамагнитного отклика тонкопленочных керамических образцов.

I. Shaulov A., Dorman D. // Appl.Phys.Lett. - 1988. - 53(26). - P.2680-82.

2. Artemov A.N., Grishin A.M. et al. // Modern Physics B. - 1990, in print.

3. Lobotka P., Gömöry F. // Phys. Stat. Sol. - 1988. - I09. - P.20?-I0.

С92 МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Gd_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

В.П.Дьяконов, В.И.Каменев, Г.Г.Левченко, В.И.Маркович, Э.Е.Матизен, И.М.Фита (Донецкий физико-технический институт АН УССР)

Магнитные измерения керамических образцов с РЗ ионами позволяют получить качественную картину изменения магнитных свойств ВТСП.

Проведение количественного и корректного теоретического анализа экспериментальных данных вызывает необходимость изучения магнитного поведения ВТСП на монокристаллах.

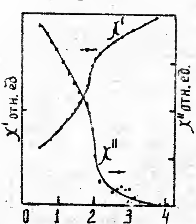
В отличие от опубликованных работ [1,2], где изучались магнитные свойства тетрагональной (несверхпроводящей) и орторомбической (сверхпроводящей) структур, нами исследовались монокристаллические образцы GdBaCuO (сверхпроводящий и несверхпроводящий), имеющие в обоих случаях тетрагональную симметрию.

Исследуемые образцы имели форму пластины размером 2,5 х 2,5 х 0,4 мм^3. Кристаллы характеризуются небольшим количеством плоскостей двойникования. Согласно исследованиям в поляризованном свете ∼ 80% площади образцов занимает один домен. Рентгенограммы соответствуют однофазному составу.

В работе измерялась температурная и полевая зависимости дифференциальной восприимчивости (χ' и χ'') в диапазоне температур (100 - 0,5) К и магнитных полей (0 - 40) кЭ.

Результаты измерения диамагнитного отклика показывают, что, несмотря на тетрагональную симметрию, образец проявляет сверхпроводящие свойства. Диамагнитная восприимчивость становится отличной от нуля при $T \leq 60$ К.

В отличие от сверхпроводящей керамики, где поведение восприимчивости в окрестности T_N характерно для антиферромагнитного упорядочения Gd^{3+}, в GI монокристалле при T = 2,14 К наблюдается изгиб и изменение крутизны зависимости χ' (Т) (рис.), что мы связываем с магнитным упорядочением. Слабый магнитный отклик системы на упорядочение Gd^{3+} обусловлен большой величиной экранирующего эффекта и малой объемной долей образца, которая магнитно не заэкранирована. Такой неэкранированный объем может быть благодаря присутствию тетрагональной фазы. Видимо, поэтому характер изменения зависимости χ (Т) при магнитном фазовом переходе в сверхпроводящем монокристалле в случаях тетрагональ-



ной или орторомбической модификаций различен. Наличие фазового перехода наблюдается также на температурной зависимости χ'' (T) (рис.). В магнитном поле температурная зависимость восприимчивости χ (T) практически не изменяется.

Полевые зависимости магнитной восприимчивости χ' (H) и χ'' (H) при температурах выше T_N не выявляют никаких особенностей, а при $T < T_N$ на кривых χ' (H) и χ'' (H) наблюдаются экстремумы, которые сдвигаются в область больших магнитных полей при понижении температуры. Наблюдается также сильная частотная зависимость характера изменения χ' (H) и χ'' (H) от поля в диапазоне частот (30 - 3000) Гц. Наблюдаемое поведение восприимчивости связывается с особенностями проникновения магнитного поля в сверхпроводящий образец и топологией магнитной фазовой диаграммы $GdBa_2Cu_3O_{4.5}$ ниже T_N.

По результатам измерений полевой зависимости восприимчивости несверхпроводящего образца построена фазовая H - T диаграмма. Проводится анализ и расчёт критических параметров, а также сравнение с фазовой диаграммой для керамики.

I. A.G.Klimenko, S.E.Ishikaev, E.V.Matizen, L.P.Kozeeva, A.A.Pavljuk. Phys.Lett.A., I38, N 8,pp.439-442.

2. E.Vincent et al. Physica C,I59, 1989, pp.863-868.

C93 САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ NS-СЭНДВИЧА.

Дьяченко А.И., Кочергин И.В.

Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.Донецк

Образование нормальной прослойки на поверхности металлооксидных сверхпроводников препятствует выполнению качественных туннельных исследований. С другой стороны, известно, что в туннельной плотности состояний N(E) NS-сэндвичей спектр возбуждений сверхпроводника находит полное отражение [1]. Поэтому корректный анализ плотности состояний NS-структур позволит сделать определенные заключения о фундаментальном механизме высокотемпературной сверхпроводимости. Выполненные к настоящему времени расчеты N(E) [1,2] умеренно-загрязненных NS-сэндвичей ($l_N \geq \xi_N$, $l_S \geq \xi_S$) несовершенны, т.к. самосогласованно не учитывают координатную зависимость параметра порядка. Проделанный самосогласованный расчет [3] показал качественно иные результаты, например возможность реализации двухпиковой структуры в N(E) даже при идеальной NS-границе (см.рис.I). (Здесь параметр $\Gamma=\tau_N/\tau_S=0.1$, $\xi_N^*/d_N=0.052$; $\tau_{N,S}$-времена свободного пробега в N и S металлах; d_N-толщина N-слоя; $\xi_N^*=\hbar v_F/\Delta^{S,ph}$- эффективная длина когерентности, $\Delta^{S,ph}$-параметр порядка сверхпроводника, v_F-фермиевская скорость в N-металле.) Ранее подобную структуру объясняли в рамках туннельной модели Макмиллана [1], в корне отличающейся от нашего подхода, и предполагающей существование на NS-границе туннельного барьера, а также выполнения условий ($d_N \ll \xi_N^*$, $d_S \ll \xi_S^*$), когда координатной зависимостью параметра порядка можно пренебречь. В нашем случае "умеренно загрязненных" NS-сэндвичей при $d_N \geq l_N$ именно координатная зависимость $\Delta_N(x)$ приводит к двухпиковой структуре N(E): первый пик связан с величиной параметра энергетической щели в N-слое на границе нормальный металл-туннельный инжектор, а второй - с величиной Δ_N на NS-границе (рис. I). Переход к размытой однопиковой структуре наблюдается в пределе малых толщин ($d_N/\xi_N^* \ll 1, \Gamma \leq 1$) либо при ($\Gamma > 1$, $d_N/\xi_N^* \leq 0,5$).

В промежуточной области параметров (Γ=0,1-0,5; d_N/ξ_N^*=0.3-0.4) возникает провал в плотности состояний, связанный с интерференцией падающих и отраженных волн (рис.2 Γ=0,1; d_N/ξ_N^*=0.36). С дальнейшим увеличением d/ξ_N интерференционные явления усиливаются и в N(E) возникают осцилляции Томаша (Макмиллана-Роуэлла) [1].Расчет выполнен непосредственным решением квазиодномерных уравнений Боголюбова-Горькова в приближении ВКБ, а также уравнений самосогласования для параметра порядка. Использовались стандартные граничные условия для полных гриновских функций [2]. Окончательная процедура самосоглосования реализовывалась численными методами.

Туннельная модель эффекта близости очень популярна и развивалась во многих работах [1]. Характерным признаком ее применимости считается наличие двухпиковой плотности состояний. Полученный результат показывает на возможность принципиально иного объяснения таких особенностей в N(E), не связанных с предположением о реализации на NS-границе туннельного барьера.

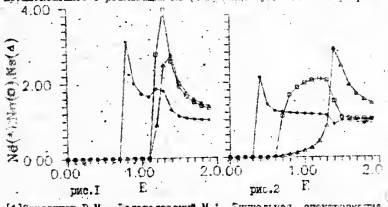


рис.1 рис.2

[1]Свистунов В.М., Белоголовский М.А. Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах.-Киев:Наук.думка,1986.

[2]Wolf E.L., Arnold G.B.//Phys.Reports.-1982.-91,N 2.-p.31-102.

[3]Дьяченко А.И., Кочергин И.Б. Метод ВКБ в теории эффекта близости NS-сендвичей.-Препринт ДонФТИ.-Донецк,1990.

С94 **О ВЛИЯНИИ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СРЕД**

Дьяченко А.И., Свистунов В.М.

Донецкий физико-технический институт АН УССР, г. Донецк

Магнитное поле H индуцирует в берегах джозефсоновского контакта поверхностный экранирующий ток j_s, наложение которого на транспортный ток приводит к известной фраунгоферовой картине $I_c(H)$. Но при $H \gg H_{c1}$ величина j_s определяется скачком касательной составляющей магнитного поля в районе слабого места, $j_s \sim B-H=4\pi M(H)$, где B-индукция, M(H)- намагниченность, H_{c1}- первое критическое магнитное поле в берегах контакта. Поэтому следует ожидать, что при $H \gg H_{c1}$ зависимость критического тока контакта, в основном, будет определяться зависимостью M(H). Для доказательства этого положения рассмотрим предельные случаи: регулярную решетку вихрей Абрикосова в берегах и ситуацию с полностью неупорядоченной вихревой структурой.

Если размер джозефсоновского контакта $L<\lambda_j$, то величина критического тока задается формулой

$$I_c=\left|\int j_c(x)\exp(i\varphi(x))dx\right| \quad , \qquad (1)$$

где разность фаз φ зависит от распределения вихрей Абрикосова в берегах [1]

$$\varphi=-2/\lambda\sum\int Z(x-x_i,y_i)dx + 2\pi\Phi x/\Phi_0 L \; ; \qquad (2)$$

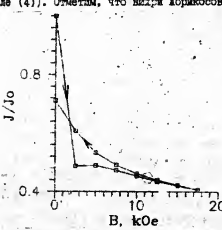
$\Phi=2HL\lambda$, $Z(x,y)=|y|(x^2+y^2)^{-1/2}K_1((x^2+y^2)^{1/2}/\lambda)$, K_1-модифицированная функция Бесселя, λ- лондоновская глубина проникновения магнитного поля в берега, сумма выполняется по положению вихрей в обоих берегах. Ограничимся одномерной задачей. Магнитное поле перпендикулярно осям x, y и лежит в плоскости контакта. Плотность максимального сверхтока в контакте полагаем неоднородной, $j_c(x)=j_{c0}+j_r(x)$, причем $\langle j_r(0)j_r(x)\rangle=j_r^2\exp(-x/r)$, ⟨...⟩- усреднение по площади контакта, r- корреляционный радиус. Для регулярной решетки вихрей Абрикосова в берегах контакта при $H \gg H_{c1}$ и $r \ll \lambda$ из (1),(2), получаем

$$I_c^2=2rLj_r^2(1+(4\pi M(H)/H^*)^2)^{-1}=I_c^2(M(H)) \; ,$$

$H^{*}=\Phi o/(4\pi r\lambda)$, т.е. критический ток определяется намагниченностью берегов, если не учитывать слабую зависимость $j_f(\dot{H})$. Если же вихри в берегах расположены хаотически, то ($H \gg Hc1$)

$$I_c^{2}=\frac{Lj_f^{2}\sqrt{\pi}}{\gamma}\mathrm{Re}\left\{\exp(z^{2})[1-\mathrm{erf}(z)]\right\} , \qquad (4)$$

$z=\beta+i\alpha$, $\beta=(4\gamma)^{-1}$, $\alpha=2\pi(4\pi M(H))(\Phi o\gamma)^{-1}$; $\mathrm{erf}(z)$- интеграл вероятности, $\gamma^{2}=2\pi(H/\Phi o)\ln(\lambda/r)$; пространственное усреднение выполнялось по методу [2]. Для всех типов джозефсоновских сред в больших магнитных полях справедлива модель критического состояния, причем плотность критического тока J_c определяется величиной критического тока связей: $J_c \approx I_c/L_0^{2}$ (L_0-перколяционная длина). Поэтому, согласно (3-4), реакция криттока среды на магнитное поле $H \gg H_{c1}$ зависит от намагниченности гранул. В частности, гистерезис $|M(H)|$ должен приводить к гистерезису $J_c(H)$ (см. рис., где $M(H)$ взято из [3], а Ic расчитано по формуле (4)). Отметим, что вихри Абрикосова стабилизируют плотность критического тока среды вплоть до верхнего критического поля H_{c2} гранул. Такая стабилизация особенно эффективна, если структура решетки вихрей близка к регулярной, что реализуется, например, в монокристаллах и монокристаллических пленках металлокерамических сверхпроводников.



[1] Денисов Ю.П.//ФТТ.-1976.-18,N1.-с.119.
[2] Фистуль М.В.//Письма в ЖЭТФ.-1989.-49,N2.-с.95.
[3] Polak M., Hanič F., Hlasnik I., et al.//Physica C.-1988.-156,N1 p.79.

С95 ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В.Ф.Елесин, И.А.Есин, А.А.Иванов, А.В.Кузнецов, А.П.Менушенков, И.А.Руднев (Московский инженерно-физический институт, г. Москва)

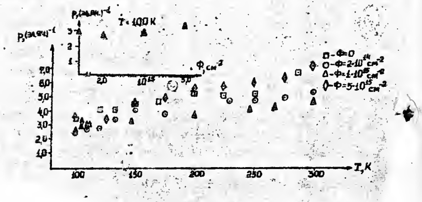
В настоящее время имеется огромное число экспериментальных фактов, указывающих на чрезвычайную чувствительность как нормальных, так и сверхпроводящих параметров высокотемпературных сверхпроводников к созданию в них дефектной структуры различными радиационными воздействиями. В частности, наблюдается резкое повышение сопротивления образцов (по экспоненциальному закону уже с малых доз облучения), сопровождаемое катастрофическим падением критической температуры T_c. Одной из возможных причин роста электросопротивления может явиться изменение концентрации носителей, т.к. этот параметр является одним из определяющих в проводимости материала. В настоящей работе представлены экспериментальные данные об изменении концентрации носителей в пленке $YBa_2Cu_3O_7$, облученной высокоэнергетичными ионами. Пленочные образцы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ были получены методом лазерного напыления. Керамическая мишень $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ распылялась в откачиваемой камере при остаточном давлении кислорода Р импульсами лазера ЛТИ-403 и осаждались на разогретую до температуры Т подложку из монокристалла $SrTiO_3$. По окончанию напыления в камеру подавался воздух до давления 1 атм. и подложка с пленкой охлаждались в течении часа до комнатной температуры. Параметры Р и Т менялись в диапазоне $10 \div 10^3$ Па и $800 \div 800$°С соответственно, в зависимости от энергии излучения лазера и расстояния между подложкой и мишенью. Толщина пленки составляла d=0,5 мкм. Методом лазерной литографии изготовлялась стандартная холловская пятиконтактная топология. Ширина мостика w~100 мкм, расстояние между потенциальными контактами ~ 250 мкм. Критическая температура составляла T_c=91,5 К для начала перехода в сверхпроводящее состояние с шириной перехода ΔT_c ~ 1 К. Плотность критического тока, измеренная резистивным четырехконтактным методом $j_c \sim 10^6$ А/см^2 при Т=77 К и В=0.

Постоянная Холла определялась в диапазоне температур Т=100÷300 К из наклона зависимостей ЭДС Холла от величины приложен-

ного магнитного поля dU_H/dB. Зависимость $U_H(B)$ представляла собой практически прямую линию. Транспортный ток, при котором проводились измерения R_H – I=50 мА. Для устранения геометрического фактора контактов при нулевом приложенном поле проводилась тщательная компенсация резистивного напряжения.

Из определенной величины R_H рассчитывалась концентрация носителей на единицу элементарной ячейки $p = r/R_H eV_0$, в предположении что "холл-фактор" $r = 1$, а $V_0 \sim 175$ Å^3 и практически не изменяется с облучением (радиационное распухание решетки не превышает 2%). Облучение проводилось на циклотронном ускорителе ионами He^+ с энергией E=1,2 МэВ до суммарного флюенса Φ=5x10^{15}см$^{-2}$. Температура облучения $T_{обл}$=300 К. Использование ионов He^+ с данной энергией обеспечивало отсутствие имплантации.

Зависимости удельной концентрации носителей от температуры при различных флюенсах приведены на рисунке. Общим для всех кривых является увеличение p с температурой. Данное поведение p(T) характерно, наблюдалось многими авторами и связывается с наличием узкой зоны с большой плотностью состояний вблизи поверхности Ферми. При введении дефектов по-видимому происходит размытие пика плотности состояний, что приводит к выполаживанию зависимости p(T). Обращает на себя внимание тот факт, что с понижением температуры изменение p при увеличении флюенса уменьшается и не превышает 40% при T=100 К (см. вставку к рис.). Таким образом, в классическом выражении для проводимости $\sigma = pe^2\tau/m^*$ (τ – время релаксации, e и m^* соответственно заряд и масса носителей) возможно основную роль в уменьшении σ играет не p, а τ – время релаксации.



C96. ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ МЕЖАТОМНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ Y-Ba-Cu-O

В. В. Еременко, Н. Э. Канер, Е. С. Сыркин, С. Б. Феодосьев
(Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

Независимо от механизма возникновения сверхпроводимости влияние фононов на все физические процессы в высокотемпературных сверхпроводниках очень велико. Многочисленные структурные исследования свидетельствуют о том, что ВТСП присуща сильная анизотропия межатомного взаимодействия. Наиболее характерной особенностью сильно анизотропных кристаллических структур является наличие в их фононных спектрах большого числа низкочастотных акустических и оптических колебаний, приводящих к возникнов.нию острых низкочастотных максимумов на фононных плотностях. Для правильного понимания многих физических процессов, происходящих в ВТСП при участии фононов, необходимо учитывать влияние на колебания решетки примесных атомов.

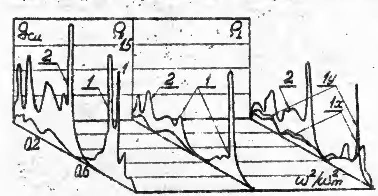
В настоящем сообщении изложены результаты теоретического и экспериментального исследований динамики купратных плоскостей соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Исследования проведены методом эффекта Мессбауэра при введении в образец малой примеси ^{57}Fe в качестве зонда. Из исходных керамических таблеток состава $YBa_2(Cu_{0,98}Fe_{0,02})O_{6,98}$ (T_c = 86 К) приготавливались текстурированные образцы. Исследовались образцы с одинаковой эффективной толщиной по ^{57}Fe и разным характером текстуры: в одном случае ось C ориентировалась по нормали к поверхности образца (β = 0), в другом - ось C лежит в плоскости образца (β = 90°). Степень получаемой текстуры 95 ± 1%. Спектр описывается суперпозицией трех дублетов с произвольно варьируемыми компонентами лоренцевой формы. Параметром, наиболее чувствительным к изменениям фононного спектра решетки, является вероятность эффекта Мессбауэра f, которая для тонкого образца пропорциональна площади $S \sim f = \exp(-\langle X^2_{jk}\rangle_T/X^2)$, где $\langle X^2_{jk}\rangle$ - среднеквадратичные смещения атома k в направлении j. Анализируя спектры образцов с β = 0°(‖) и 90°(⊥), а также ход кривых температурных зависимостей S(β = 0°) и S(β = 90°), удается оценить анизотропию фактора Дебая-Валлера. В таблице приведены значения f и $\langle X^2_{jk}\rangle$, полученные из суммарной площади спектра (то есть усредненные по всем кристаллографическим позициям), для двух крайних точек

температурной кривой.

	T,K	f, отн. ед.	$<X^2_{jk}>, Å^2$
$\theta = 0^0$	300	0.72	0.006
	78	0.88	0.003
$\theta = 90^0$	300	0.84	0.003
	78	0.92	0.002

Из таблицы видно, что смещения атомов примеси вдоль оси С больше, чем в базисной плоскости, а сама анизотропия с понижением Т уменьшается. Аналогично был проведен анализ $<X^2_{jk}>$ для каждой из неэквивалентных позиций в отдельности.

Теоретические вычисления фононных спектров и среднеквадратичных смещений атомов выполнены для конкретной модели слоистого кристалла с помощью метода якобиевых матриц [1] Модель представляет собой систему чередующихся слоев, различающихся массой атомов и константами межатомного взаимодействия. Величины межатомного взаимодействия соответствуют [2]. Для данной модели р... ...на фононная плотность $g(\omega^2)$ и вклады в нее колебаний атомов отдельных подрешеток в различных направлениях. На рисунке приведены графики колебательных спектров атомов CuI и Cu2 $g_{Cu}(\omega^2)$, а также вклады в эти величины смещений вдоль и перпендикулярно к оси С ($\rho_{\parallel}(\omega^2)$ и $\rho_{\perp}(\omega^2)$ соответственно). Кривые I соответствуют CuI, кривые 2 - Cu2. Вычисленные с помощью данных спектров среднеквадратичные смещения находятся в хорошем согласии с экспериментом.



I. Пересада В.И. // В кн. Физика конденсированного состояния. -Харьков. -1968. -вып.2. -С. I72 - 2I0.

2. Mase S., Yasuda T., Horie Y., Kusaba M., Fukami T. // J. Phys. Soc. Japan - 1988. - 57, No. 3. - P. 1024 - 1036.

C97 **РАССЕЯНИЕ ФОНОНОВ И НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ВИСМУТОВОЙ КЕРАМИКЕ.**

В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, С.А.Шевченко
Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка

Исследования влияния содержания кислорода на кинетические коэффициенты образцов из иттриевой керамики (см. например обзор [1]) однозначно показали, что в сверхпроводящих образцах вблизи T_c наряду с фонон-фононным рассеянием существенный вклад в тепловое сопротивление вносит рассеяние фононов на носителях заряда. По порядку величины время релаксации фононов τ_{pe}, оцениваемое по найденной из теплопроводности эффективной длине свободного пробега фононов l_p составляет $\tau_{pe}(T)\approx l_p/s_{зв}\sim 10^{-12}$ сек и возрастает с понижением температуры вследствие уменьшения концентрации нормальных носителей в сверхпроводнике. Близкая к квадратичной температурная зависимость теплопроводности $\varkappa(T)$ иттриевой керамики при T ниже точки максимума $\varkappa$ $(T_{макс}\approx T_c/2.)$ связывают с проявлением рассеяния фононов на двухуровневых системах.

В данной работе сообщаются результаты изучения кинетических явлений в образцах из сверхпроводящей висмутовой керамики. Подбором условий синтеза и отжига нам удалось приготовить образцы $Bi_{1.6}Pb_{0.3}Sb_{0.1}Sr_2Ca_2Cu_{2.8}O_y$, в которых фаза с температурой перехода $T_c \approx 105$ К (рис I) составляла более 90% общего объема [2]. Температурная зависимость теплопроводности (рис.2) висмутовых керамик близка к наблюдавшейся в Y образцах: выше T_c $\varkappa$ слабо зависит от

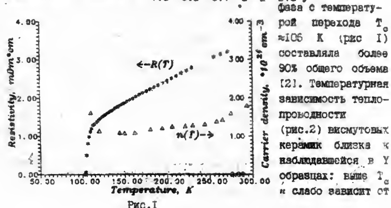


Рис.I

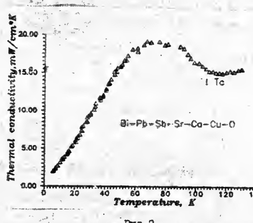


Рис.2

T, ниже T_c теплопроводность возрастает, достигая максимума при $T \approx 70$ К, а далее падает по закону близкому к линейному. Оцениваемая по теплопроводности эффективная длина свободного пробега фононов в точке максимума много меньше характерных размеров зерен, из которых состоит образец, т.е. при $T \geq T_{макс}$ фононные пробеги ограничиваются рассеянием квазичастиц друг на друге и на микроскопических дефектах в объеме зерен. Рост теплопроводности при $T < T_c$ естественно объясняется уменьшением концентрации нормальных носителей заряда (дырок, судя по коэффициенту Холла).

По температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ расчитанной по коэффициенту Холла концентрации носителей $n(T)$ (рис.I, правая шкала) можно оценить константу электрон-фононного взаимодействия. В соответствии с работой [3] $\frac{\partial\rho}{\partial T} \approx \frac{2\pi k_B}{\hbar e^2}\left[\frac{m}{n}\right]_{eff} \lambda_{tr}$, где m и n эффективные масса и концентрация носителей, а λ_{tr} - константа электорон-фононного взаимодействия. Подставив $\partial\rho/\partial T \approx 8.7$ $\mu\Omega$*cm/K и $n = 1.4 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} получим $\lambda_{tr}(m_{eff}/m_e)$...

Сравнение результатов измеренных нами кинетических коэффициентов с литературными данными указывает на близость механизмов релаксации фононов и носителей зарядов в сверхпроводниках на основе Bi и Y керамик.

I.Gmelin E. "Thermal properties of HTSC", in "Stuies of HTSC" ed.A.V.Narlikar,Vol.II Nova Science Publishers,N.Y. 1989
2.Крашенинников А.В. и др.//Сверхпроводимость-1989-2-N8-25-30
3.Allen et al//Phys.Rev.B-1986-34-N6-4331-4333.

C98 АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИМПЕДАНСЕ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ВТСП

Жеребчевский Д. Э., Моисеева Т. Е., Чабаненко В. В.
(Физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Исследование поглощения электромагнитных волн проводилось в монокристаллической пленке Y-Ba-Cu-O толщиной $d=10^{-5}$ см на частотах f от 13 до 18 МГц в магнитных полях до 70 кЭ в температурном интервале от 5 до 100 К. Пленка на подложке из окиси магния помещалась внутрь плоской катушки толщиной D=2 мм, служившей индуктивностью резонансного контура автодина. При понижении температуры T в области сверхпроводящего перехода (T_c=89 К) наблюдается резкое возрастание поглощения с постепенным выходом на насыщение (рис. 1.). Форма температурной кривой при амплитуде переменного магнитного поля в катушке H_{rf}=0,8 Э очень близка к зависимости $R(T)/R(4,2)=1-(T/T_c)^3$. При уменьшении амплитуды электромагнитного поля на кривой при низких температурах появляется максимум, смещающийся в сторону температуры перехода (рис. 2). Наложение постоянного магнитного поля величиной 1 кЭ приводит к такому же изменению кривой, как увеличение переменного поля H_{rf} от 0,2 до 0,8 Э (рис. 3), и не меняет максимальную величину поглощения. В постоянном магнитном поле на полевой зависимости поглощения R(H) наблюдается гистерезис, вид которого показан на верхней вставке к рис. 1.

Для оценки абсолютной величины температурного изменения импеданса в кон-

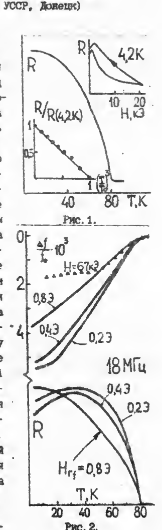


Рис. 1.

Рис. 2.

тур вводилась медная пластинка толщиной 0,15 мм одинаковой площади с пленкой ВТСП. Величина поглощения в меди на частоте 18 МГц оказалась в 4-5 раз меньше, чем максимальная в пленке. Сдвиг резонансной частоты, температурная зависимость которого для пленки показана на рис. 2 вверху, оказывается в полтора раза больше, чем для меди.

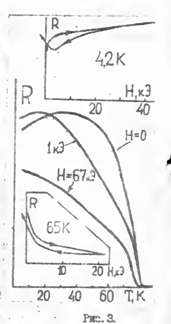


Рис. 3.

Очень большая величина поглощения энергии электромагнитной волны в пленке, аномальная температурная зависимость импеданса и независимость максимальной величины поглощения от магнитного поля становятся понятными, если записать импеданс пленки, толщина которой значительно меньше глубины проникновения волны, расположенной вблизи одной из сторол катушки в виде:

$$Z = -\mu^{-1} 2\pi i \omega c^{-2} D^2 k^2 d/(4-\mu^{-1} k^2 Dd); k^2 = 4\pi\mu\sigma i \omega c^{-2}$$

Здесь проводимость σ содержит как мнимую часть, обусловленную сверхпроводящими электронами, так и действительную, связанную, в частности, с наличием слабых связей [1]. При условии $|\mu^{-1} k(T) Dd| \ll 4$ импеданс оказывается пропорциональным проводимости, а в противоположном пределном случае - обратно пропорциональным. При $|\mu^{-1} k^2 Dd| \approx 4$ действительная часть импеданса дотигает максимума. Это объясняет наблюдаемые температурные и магнитополевые зависимости. Сравнение с импедансом меди позволяет получить абсолютные значения волнового числа k или глубины проникновения $\delta \approx 10^{-3} / \sqrt{20\mu}$ см. Эти значения соответствуют оценкам [1].

1. Сонин Э. Б., Таганцев А. К. ЖЭТФ -1989. -95, №3. -С. 995-1004.

C99 ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ ДЛЯ T_c В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗЬЮ

А.П.Жернов /Институт Атомной Энергии им.И.В.Курчатова/Москва/,
Т.А.Мамедов, Х.М.Пашаев /Институт физики АН Азерб.ССР,Баку/

Рассмотрен коэффициент изотопического сдвига β для анизотропного сверхпроводника с промежуточной связью $(\lambda \leq 1)$. Соотношение между характерными параметрами электрон-фононного (ЭФВ) и кулоновского взаимодействий принимается произвольным.

Исходя из системы уравнений Элиашберга для параметров энергетической щели $\Delta_{\vec{k}}(\omega)$ и перенормировки электронной массы $Z_{\vec{k}}$ получена формула для T_c. При этом ядро интегральных уравнений $I_{\vec{k}\vec{k}'}(\omega,\omega')$, обусловленное анизотропным ЭФВ, представляется согласно /I/ в форме сепарабельной по переменным $\vec{k}$ и $\vec{k}'$:

$$I_{\vec{k}\vec{k}'}(\omega,\omega') = (1+a_{\vec{k}})\, I(\omega,\omega')\,(1+a_{\vec{k}'}) \quad . \qquad (I)$$

По определению, $I(\omega,\omega')$ соответствует изотропному спектру $S(\omega)$. Фактор $a_{\vec{k}}$ описывает угловую зависимость ядра (I). Мерой анизотропии служит величина $a^2=\langle a_{\vec{k}}^2\rangle_{\vec{k}}$. При определении T_c был использован метод, предложенный в /2/. Соответствующее решение с учетом как частотной зависимости $\Delta(\omega)$, так и угловых зависимостей $\Delta_{\vec{k}}$ и $Z_{\vec{k}}$ имеет вид

$$T_c = 1.134\,\omega_{ph}\,\exp(-D) \quad . \qquad (2)$$

$$\omega_{ph} = \exp\langle \ln\omega\rangle_{S(\omega)}\, , \quad D=\frac{-(g_a-\mu_*)+\sqrt{(g_a-\mu_*)^2+4\hat{g}_a\mu_* f_a a^2}}{2\hat{g}_a\mu_* a^2} \qquad (3)$$

$$\langle\cdots\rangle = \int d\omega\,\frac{S(\omega)}{\omega}(\cdots)\Big/\int d\omega\, S(\omega)/\omega .$$

Эффективные константы ЭФВ g_a и кулоновского взаимодействия μ_*, а также f_a равны

$$g_a = \frac{\nu(1+a^2\xi)}{1+(1/2)\eta\nu(1+a^2\xi)}\, , \quad \nu=\frac{\lambda}{1+\lambda}\, , \quad \xi=\frac{1}{(1+\lambda)^2-a^2\lambda}\, , \qquad (4)$$

$$\eta = \left\langle\left\langle \frac{\ln\omega^2/\omega'^2}{\omega^2-\omega'^2}\right\rangle_{S(\omega)}\right\rangle_{S(\omega)}\, , \quad \hat{g}_a = g_a/(1+a^2\xi)\, .$$

$$\mu_* = \mu/(1+\mu\ln E_F/\omega_{ph})\, , \quad f_a = 1-a^2\nu C g_a$$

Параметры η и C зависят от формы спектра $S(\omega)$. Обычно $\eta \simeq$ I-I.2, а C составляет несколько десятых 0.3÷0.5. При $a^2 \to 0$ равенство для T_c переходит в выражение типа формулы Мак-Миллана. В модели БКШ, отвечающей приближению слабой связи, аналогичное по структуре 3 соотношение получено в /I/. В (3) и (4) от

массы изотопов зависят усредненная фононная частота ω_{ph} , неявно кулоновский псевдопотенциал μ_* и, вообще говоря, g_a - эффективная константа ЭФВ. Показано, что в общем случае фактор изотопического сдвига $\beta_{\varkappa} = \frac{m_{\varkappa}}{T_c} \cdot \frac{\partial T_c}{\partial m_{\varkappa}}$ определяется формулой

$$\beta_{\varkappa} = m_{\varkappa} \left\{ \frac{\partial \langle \ln\omega \rangle_{S(\omega)}}{\partial m_{\varkappa}} \left[1 - (\mu_* D)^2 \frac{1 - a^2 \tilde{g} D}{Z} \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial m_{\varkappa}} \right) (g_a D)^2 \frac{(1 + a^2 \xi) + a^2 \mu_* D}{(1 + a^2 \xi) Z} \right\}, \quad (5)$$

$$Z = 1 - a^2 \tilde{g} \{ \mu_* D^2 - \nu C (1 + a^2 \xi) \} .$$

Для одноатомной решетки параметр η не зависит от массы. Если при этом считать, что ЭФВ набирается на некоторой характерной частоте $\tilde{\omega}$, то множитель при первом слагаемом в (5) сводится к $- \frac{1}{2}$. Для двухатомных соединений с сильно различающимися массами компонентов и с характерными частотами ω_1 и ω_2 имеют место соотношения:

$$m_{\varkappa} \frac{\partial \langle \ln\omega \rangle_{S(\omega)}}{\partial m_{\varkappa}} = - \frac{1}{2} \frac{\lambda_{\varkappa}}{\lambda} , \quad \lambda = \lambda_1 + \lambda_2 \quad (6)$$

$$m_{\varkappa} \frac{\partial \eta}{\partial m_{\varkappa}} = - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda} \cdot A , \quad A = \frac{1}{1 - x^2} (1 - x^2 + 2x \ln x) , \quad 0 \leq x = \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} < 1 \quad (7)$$

Обратим внимание на то, что фактор β_a зависит от отношения $\xi = \mu_*/g_a$, величин $\lambda_{\varkappa}$ и A , характеризующих форму спектра ЭФВ, а также от меры анизотропии a^2 . По определению $g_a < \lambda$. Помимо того, для нестандартных систем, в частности, для высокотемпературных сверхпроводников μ_* , следовательно ξ , может быть относительно большим. Анализ выражения (5) показывает что для гармонического кристалла при выполнении условия $\xi \leq 0.4$ значение β_a мало отличается от $-\lambda_{\varkappa}/2\lambda$. Однако, при больших значениях ξ фактор β_a меняет знак и быстро возрастает, т.е. имеет место большой обратный изотоп-эффект. Подчеркнем, что β_a (по крайней мере пока $\varkappa \leq 1$) ограничен снизу значением - 1/2. При фиксированном ξ по мере роста a^2 величина β_a существенно уменьшается.

1. Whitemore M.D. et al.- Phys.Rev.,1982,v.B26,N 7,p.3733-3746.
2. Жернов А.П. ,Малов Ю.В.//ФТТ,-1977,-19, №6-С.2096-3005

СІОО **ЭФФЕКТ МЕЙСНЕРА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С СИЛЬНЫМ ПИННИНГОМ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ.**

А. А. Жуков, Н. В. Мощалков, В. А. Рыбачук
(Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, г.Москва)
В.Я.Кузнецов, В.В.Метлушко (МХТИ, г.Москва)

В сверхпроводниках второго рода с сильным пиннингом, характер эффекта Мейснера существенно отличается от традиционного. В этом случае выталкивание абрикосовских вихрей препятствует возникновение экранирующих токов, плотность которых может достигать j_c. Баланс сил пиннинга и сил отталкивания и определяет результирующий момент образца Pm^{FC} при охлаждении в магнитном поле. Для количественного описания воспользуемся уравнениями [1]:

$$\mathrm{rot}\, H=j_c, \quad B/\mu_0=H+m \qquad (1)$$

где m–отрицательная намагниченность вихревой решетки. Рассмотрим тонкую пластинку толщиной $2D$ в магнитном поле приложенном в ее плоскости, используем приближения, что $m=-H$ для $H<H_{c1}$ и $m=H_{c1}$ при $H\geq H_{c1}$, а jc не зависит от H. Вблизи перехода кривые намагничивания практически обратимы, поэтому величина j_c мала и экранирующие токи протекают по всему объему образца. Характер распределения приложенного поля в магнитной индукции показаны на рис.1а. Величина магнитного момента образца увеличивается с понижением температуры, но после пересечения линии $H_{c1}(T)=H$ при $T=T_H$ принимает постоянное значение.

$$Pm^{FC}/V=-H_{c1}(T_H)+j_c(T_H)D/2 \qquad (2)$$

где V – объем образца. Полагая, что в ВТСП $H_{c1}(T)=H_{c1}(0)\cdot(1-T/T_c)$ [2] и $j_c(T)=j_0\cdot[x(1-T/T_c)]^n$ [3], получаем $\chi^{FC}=Pm/VH=-1+$ $+j_0D/2\cdot[H/H_{c1}(0)]^{n-1}$, что при $H\to 0$ дает полный эффект Мейснера, только в случае $n>1$ [3]. Если же j_c обращается в нуль при $T^*<T_c$, то полное выталкивание потока будет в полях $H<Hc1(T^*)$. При понижении температуры, за счет роста критического тока $j_c(T)$ еще до пересечения линии $H_{c1}(T)$ возможна стабилизация вихревой решетки вначале в центре образца, а затем и в некоторой его внутренней области. Начало процесса стабилизации естественно определить из условия $dB/dT=0$, что соответствует выражению $D*dj_c(T_k)/dT=dH_{c1}(T_k)/dT$. Ниже температуры T_k в сверхпроводнике можно выделить две характерные области – внутреннюю и приповерх

Рис.1

ностную. Во внутренней области концентрация абрикосовских вихрей и плотность экранирующих токов не зависят от температуры, а в приповерхностном понижение температуры приводит к уменьшению концентрации вихрей и росту плотности экранирующего тока j в соответствии с температурным ходом $j_c(T)$. Толщина приповерхностного слоя убывает с понижением температуры (см.рис.1б, $T_1=T_k>T_2>T_3$). При $T<T_H$ магнитный момент выходит на постоянное значение:

$$\frac{Pm^{FC}}{V}=\frac{1}{D}\int_{T_k}^{T_H}\left[H_{c1}(T)-\frac{dH_{c1}/dT}{dj_c/dT}\cdot j_c(T)\right]\cdot\left[\frac{d^2H_{c1}/dT^2}{dj_c/d_cT}-\frac{dH_{c1}/dT}{(dj_c/dT)^2}\cdot\frac{d^2j_c}{dT^2}\right]\cdot dT$$

$$-\frac{H}{D}\cdot\left[\frac{dH_{c1}(T_H)/dTc}{dj_c(T_H)/dT}\right]+\frac{j_c(T_H)}{2D}\cdot\left[\frac{dH_{c1}(T_H)/dT}{dj_c(T_H)/dT}\right]^2 \qquad (3)$$

Используя соотношения $j_c(T)=j_c(0)\cdot\exp(-T/T_0)$ [5] и $H_{c1}(T)=H_{c1}(0)/T_c\cdot(1-T/Tc)$[2] можно показать, что при $H>>H_k$ $\chi\sim 1/j_c(T_H)\cdot\exp(-H/H^*)$, где $H^*=H_{c1}(0)T_0/T_c$. Подобная зависимость $\chi(H)$ и наблюдается в эксперименте. На рис.2 приведена полевая

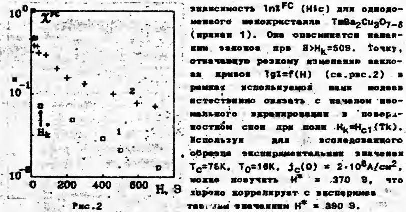


Рис.2

зависимость $\ln\chi^{FC}$ (H‖c) для однодоменного монокристалла $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (кривая 1). Она описывается наклонным законом при $H>H_k=50$Э. Точку, отвечающую резкому изменению заклона кривой $\lg\chi=f(H)$ (см.рис.2) в рамках используемой нами модели естественно связать с началом неоднородного экранирования в поверхностном слое при поле $H_k=H_{c1}(Tk)$. Используя для исследованного образца экспериментальные значения $T_c=76K$, $T_0=16K$, $j_c(0)=2\cdot10^6 A/cm^2$, можно получить $H^*=370$ Э, что хорошо коррелирует с экспериментальным значением $H^*=390$ Э.

Сильное уменьшение χ^{FC} при увеличении магнитного поля наблюдалось нами и для классического сверхпроводника Nb_3Sn (кривая 2).

Как видно из соотношений (2) и (3), величина эффекта Мейснера для фиксированного значения H зависит от размеров образца: чем меньше D, тем выше χ, причем этот эффект становится значительным при малых D. Для керамических образцов $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ в поле H=20Э были получены значения χ^{FC} 0.55; 0.44; 0.24; при средних размерах гранул 0.5; 2; и 10мкм соответственно.

1. Мошалков В.В. и др.-СФХТ, 2, 12, 84.
2. Жуков А.А. и др.-Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 103.
3. Horng H.E. et al.-Phys.Rev.B., 1989, 39, 9628.

C10I **МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ ВБЛИЗИ T_c**

В.Н.Заварицкий (ИОФ АНСССР), Н.В.Заварицкий (ИФП АНСССР); Москва

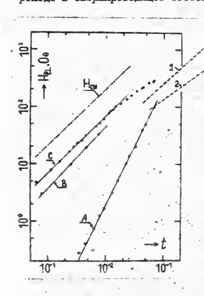
На основе несимметричного двухдырочного ВЧ-СКВИДа с собственными шумами ~$2{,}10^{-4}\Phi_0 Гц^{-1/2}$ (77К; 1÷100Гц) и сверхпроводящего магнитного экрана (при 77К коэффициент ослабления магнитного поля ≅7 Ое: ~10^8), изготовленных из $Y_1Ba_2Cu_3O_7$-керамики, создана магнитометрическая установка[1] с чувствительностью ~10^{-12}А м^2 для изучения температурных зависимостей магнитных моментов образцов малых размеров (≤1 мм^2) в диапазоне полей H_e≅(10^{-2}÷15)Ое и температур (77 ÷ 150)К. В работе изучались зависимости от температуры магнитных моментов M ($\parallel$ и $\perp$ плоскости ab) $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ монокристаллов с T_c≅92К и шириной перехода по магнитному моменту 0.5÷0.7К. Скорость изменения температуры образца не превышала 3÷5 К/час.

Глубина проникновения магнитного поля $\delta_{o\parallel}$ определена[1] из зависимостей $M_\parallel(T)$ при $T<T_c$. При обработке экспериментальных результатов (полученных на пяти кристаллах с M_{zfc}/M_{fc}~(0.7÷0.9) при H_e≤ 1 Ое) предполагалось, что как и в "обычных" сверхпроводниках, $\delta_\parallel(T)=\delta_{o\parallel}(1-(T/T_c^*)^4)^{-1/2} \cong \delta_{o\parallel}X$. Вдали от T_c $\delta_\parallel <$ a, a=(25÷45)μm-толщина кристалла; при этом $M(T)/M_o \cong 1-2\delta_\parallel(T)/a = 1-2\delta_{o\parallel}X/a$. В зависимости от величины T_c^* диапазон X, в котором $\delta M/M_o \propto X$ изменяется и достигает максимума (X~15÷20) при $T_c^*=T_p$+0.1К; при этом $\delta_{o\parallel}$~(0.9÷ 1)10^{-5}см. При выборе T_c^* на 0.1К выше температуры середины перехода, X~3÷5, а соответствующая $\delta_{o\parallel}$~$2{,}10^{-5}$см.

Температура (T_p) начала проникновения вихрей в образец для каждого поля $H_p=(1-N)^{-1}H_e$ определялась линейной экстраполяцией кривой перехода $M_{zfc}(T)$ на ось T. Этот прием является традиционным[2-3] при определении H_{c1} образца. Установлено, что зависимости $H_{p\perp}(T)$ монокристалла могут быть изменены посредством дополнительного отжига его в кислороде. Представленные на рис.1 данные относятся к кристаллу, размеры которого (и тем самым размагничивающий фактор- N) удалось сохранить неизменными во всех операциях. Для образца, не подвергавшегося дополнительному отжигу (A) при аппроксимации $H_{p\perp}(t)$ законом $H_{p\perp} \sim t^\alpha$ (t=1-T/T_c), α= 2,0±0,1; для хорошо отожженного в кислороде образца: α= 0,8÷1 (кривая B ÷ 180 час при 480°C, C÷ 240час при 400°C). Последующий отжиг образца может привести к возрастанию абсолютной величины $H_{p\perp}$ без существенного из-

менения температурной зависимости $H_{p\perp}(t)$ (B и C на рис.1), в то время как длительное хранение кристалла, к уменьшению $H_{p\perp}$. Значения H_p, полученные на совершенных монокристаллах, превосходят известные из литературы[2] (пунктиры 1,2 на рис.1) в несколько раз.

Зависимости $H_{p//}(T)$ и $H_{p\perp}(T)$, полученные для четырех образцов с $(1-N)^{-1} \cong (9 \div 24)$ совпадают и допускают линейную аппроксимацию: $H_p \sim (T_c^*-T)$ при $(T_c-T) \geq 1.5$K с наклонами ≈ 2.4 и (33;23)Oe/K для $H_{p//}$ и $H_{p\perp}$ соответственно, близкими к определенными в[2,3] значениями dH_{c1}/dT. Величина T_c^* оказывается на 2÷2.5 K выше T_{co} начала перехода в сверхпроводящее состояние. В области $(T_c-T) \leq 1.5$K наблюдаются отклонения от линейности, более отчетливые в $H_{p//}$. Эти отклонения могут быть обусловлены как флуктуациями[4], так и зависимостью от температуры пиннинга вихрей при $T \approx T_c$.



Диамагнитный момент, возникающий в предварительно охлажденном в нулевом поле образце при включении поля при $T<T_p$, обусловлен периферийным экранирующим сверхтоком. Оценку максимальной возможной величины этого тока можно получить по H_p, предполагая что он течет в слое, глубиной $\approx \delta(T)$. Оценки дают $j_{c\ max} \approx 10^5 A/cm^2$ в плоскости ab при $t = 3{,}10^{-2}$, что близко к значениям, полученном при тех же t на лучших пленочных образцах $Y_1Ba_2Cu_3O_7$[5].

[1]. Заварицкий В.Н., Заварицкий Н.В.//Письма в ЖЭТФ,1989,50,241.
[2]. Kartsovnik M.V. et.al//High Tc from Russia,World Sci,1989,181.
Krusin-Elbaum L. et. al.//Phys.Rev., 1989, **B39**, 2936.
[3]. Umezawa A. et.al.// Proc.M²HTSC , Stanford, July 23-28, 1989.
[4]. Булаевский Л.Н. и др.// ЖЭТФ, 1988, **94**, вып. 7, 355.
Salamon M.B. et. al.// Phys.Rev., 1988, **B38**, 885.
[5]. Гапонов С.В. и др.// ЖЭТФ, 1989, **95**, 2191.
Tanaka S. and Itozaki H.// JJAP, 1988, **27**, L622.

CI02 **МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ВЫВОД УРАВНЕНИЙ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЁННОЙ МОДЕЛИ ХАББАРДА.**

Р.О.Зайцев,(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова,Москва)

Представление об энергии Хаббарда, как о наибольшем энергетическом параметре, приводящем к сильному корреляционному расщеплению, играет решающую роль для получения правильной картины энергетического спектра. Переход к представлению взаимодействия,в котором одночастичный гамильтониан,содержащий энергию Хаббарда отнесён к нулевому приближению, позволяет выделить спектр квазифермионов $\xi_{\vec p}$. Отсюда находим плотность состояний, а также тензор обратной массы, вычисляемый на уровне Ферми:

$$\bar\rho = \sum_{\vec p} \delta(\xi_{\vec p}), \quad \frac{1}{m_{\alpha\beta}} = D \sum_{\vec p} \delta(\xi_{\vec p}) \frac{\partial \xi}{\partial p_\alpha} \frac{\partial \xi}{\partial p_\beta} / 2\mu\bar\rho; \qquad (1)$$

здесь Д-размерность, μ химпотенциал.

Исследование нефононных механизмов сверхпроводимости в модели Хаббарда, Эмери, и Хирша указывает на возможность синглетного спаривания даже в пределе бесконечной энергии Хаббарда. Величина сверхпроводящей щели определяется обычной формулой БКШ:

$$\Delta_0 = 2\bar E \exp(-1/\lambda_0); \quad \lambda_0 = \bar\rho g. \qquad (2)$$

Однако температура перехода зависит от перенормированной эффективной константы λ

$$\pi T_c = 2\gamma \bar E \exp(-1/\lambda); \quad \lambda^{-1} = \lambda_0^{-1} + \psi\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right) - \psi\left(\tfrac{1}{2}\right). \qquad (3)$$

Безразмерный параметр $\xi = 1/2\pi T_c \tau_s$ определяется через $1/\tau_s$ - обратное время релаксации с переворотом спина. В общем случае оно выражается через спиновые корфункции. В однопетлевом приближении $1/\tau_s$ пропорционально магнитной проницаемости,определённым образом усреднённой на поверхности Ферми. В металлической фазе магнитная восприимчивость слабо зависит от температуры,так что величина $1/\tau_s$ оказывается пропорциональной первой степени T, а величина ξ имеет порядок единицы. Таким образом, безразмерное отношение $2\Delta_0/T_c$ оказывается больше своего значения в теории БКШ:

$$2\Delta_0/T_c = 8\pi \exp\left[\psi\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)\right]. \qquad (4)$$

Вблизи точки перехода уравнения сверхпроводимости определяются двумя временами релаксации τ и τ_s,которые следует вычислять при $T=T_c$. Все коэффициенты теории Гинзбурга-Ландау сильно зависят от параметра $\xi = 1/2\pi T_c \tau_s$, но не меняют своего знака и порядка величины

$$\alpha(T-T_c)\Psi^* - \frac{\hat\partial_\alpha \hat\partial_\beta}{4m_{\alpha\beta}}\Psi^* + \beta|\Psi|^2\Psi^* = 0 \qquad (5)$$

Здесь тензор обратной массы определяется общей формулой (I), а коэффициенты α, B и C по своему виду напоминают теорию сверхпроводников с парамагнитной примесью[1], но с временами релаксации, зависящими от температуры[2]

$$\alpha = \bar\rho\left[1+\frac{\partial\xi}{\partial(\ln T_c)}\Psi'\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)\right]^2\left[2T_c\underline{\underline{C}}\right]^{-1},$$
$$\beta = \bar\rho\left[-\Psi''\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)-\frac{\xi}{3}\Psi'''\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)\right]\left[8\pi T_c\underline{\underline{C}}\right]^{-2}. \qquad (6)$$

$\Psi(x)=\Gamma'(x)/\Gamma(x)$, а коэффициент C определяет связь между Ψ^* и Δ таким образом, чтобы плотность сверхпроводящего тока имела обычную Лондоновскую форму с учетом анизотропии:

$$j_\alpha = ie\left[\Psi\hat\partial_\beta\Psi^* - \Psi^*\hat\partial_\beta^*\Psi\right]/2m_{\alpha\beta}, \quad |\Psi|^2 = \underline{\underline{C}}\,|\Delta|^2, \qquad (7)$$

где $\underline{\underline{C}} = 2\pi T_c\, p\bar\rho \sum\limits_{\omega=(2n+1)\pi T>0}\left(\omega+\frac{1}{2\tau}\right)^{-1}\left(\omega+\frac{1}{\tau_s}\right)^{-2}\partial^{-1}.$

При таком определении поправка к свободной энергии выражается только через $|\Psi|^2$, а скачок теплоемкости, отнесенный к теплоемкости нормальной фазы $C_N = 2\pi^2\bar\rho T_c/3$ зависит только от ρ

$$\frac{\Delta C}{C_N} = 24\left[1+\frac{\partial\xi}{\partial(\ln T_c)}\Psi'\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)\right]^2\left[-\Psi''\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)-\frac{\xi}{3}\Psi'''\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)\right]^{-1}. \qquad (8)$$

Если предположить, что параметр ξ не зависит от T, тогда правая сторона (8) быстро возрастает с увеличением ξ, достигая 10 уже при $\xi \approx 0{,}4$.

Безразмерный тензор $\varkappa_{\alpha\beta} = \left(\delta^2_{\alpha\beta}\ \xi^{-2}_{\alpha\beta}\right)^{1/2}$ пропорционален удельному сопротивлению $\rho_{\alpha\beta}$ и медленно убывает с увеличением ξ. Полученные соотношения позволяют выразить температурный наклон критического поля H_{c2} через удельное сопротивление ρ (при $T=T_c$)

$$-\frac{\partial H_{c2}}{\partial T_c} = 4\pi|e|\bar\rho\,\rho\left[1+\frac{\partial\xi}{\partial(\ln T_c)}\Psi'\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right)\right]\Big/\Psi'\left(\tfrac{1}{2}+\xi\right). \qquad (9)$$

Здесь ρ -изотропная часть удельного сопротивления.

1. Абрикосов А.А.,Горьков Л.П.//ЖЭТФ.-1960.-39,вып.6(12),с.1781-1792
2. Зайцев Р.О.//ФТТ,-1989,-31, вып.II, с.52-58.

СІОЗ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В МОДЕЛИ ХАББАРДА С ВЫРОЖДЕНИЕМ.

Р.О.Зайцев (Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова,Москва)

Одной из особенностей ВТСП является резкая зависимость температуры сверхпроводящего перехода от степени заполнения перекрывающихся электронных оболочек. В соединениях переходных элементов d-оболочки перекрываются с р-орбиталями ближайших анионов. В переходных металлах, где также наблюдается резкая зависимость T_c от числа d-электронов, s-электронная зона перекрывается по энергии со всеми d-состояниями. Поскольку энергия Хаббарда s-электронов обычно превышает энергию d-электронов, которая в свою очередь не меньше Тэв, сделана попытка рассчитать структуру зон и T_c в предельном случае бесконечно большой и положительной энергии Хаббарда.

Предположим, что атомная энергия к-кратно вырожденных d-состояний (ε_d) отличается от энергии s-состояний (ε_s). В нулевом приближении самосогласованного поля энергетический спектр содержит к-I -кратно вырожденную ветвь d-электронов: $\xi^{(d)}_{\vec p} = \varepsilon_d + f_d w_d t_{\vec p}$, а также двойную гибридизованную ветвь:

$$\xi^{(\pm)}_{\vec p} = \frac{1}{2}\left[\xi^{(s)}_{\vec p} + \xi^{(d)}_{\vec p} \pm \sqrt{\left(\xi^{(s)}_{\vec p} - \xi^{(d)}_{\vec p}\right)^2 + \bar{w}^2 f_s f_d t^2_{\vec p}}\right]; \text{ где } \xi^{(s)}_{\vec p} = \varepsilon_s + f_s w_s t_{\vec p}.$$

В сделанном приближении интегралы перескока $w_{s,d}$ умножаются на факторы $f_{s,d}$, которые определяются $n_{s,d}$ -числами заполнения s- и d-состояний, - $n_\kappa = \sum_{\vec p,\lambda} B^{(\lambda)}_{\kappa \vec p} n_F(\xi^{(\lambda)}_{\vec p})$.

Температура перехода определяется обычной формулой БКШ. Безразмерная константа λ пропорциональна произведению плотности состояний на амплитуду рассеяния, которую находим по методу Дайсона. Вычисленная на поверхности Ферми, она зависит от одночастичных энергий ε_s и ε_d, а также от факторов $f_{s,d}$; $\lambda = \lambda(\varepsilon_s, \varepsilon_d, f_s, f_d)$. Условие исчезновения сверхпроводимости $\lambda = 0$ устанавливает связь между ε_s и ε_d, которая в конечном счёте фиксирует резкую границу фаз в переменных n_s и n_d и при Т = 0.

Рассмотрим случай предельно сильной гибридизации: $w_{s,d} = 0$, $\bar{w} = 1$, - к-компонентную модель Эмери, для которой согласно [I]:

$$\lambda = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_d}{2\mu^2}\left(-\frac{\varepsilon_s}{k f_d} - \frac{\varepsilon_d}{f_s}\right)\bar{\rho}; \quad \lambda = \frac{\varepsilon_s \bar{\varepsilon}_d}{2\bar{\mu}^2}\left(\frac{\varepsilon_s}{k \bar{f}_d} - \frac{\varepsilon_d}{f_s}\right)\bar{\rho}. \quad (I)$$

$$(n_d < k, \ n_s < 1); \quad (2k > n_d > k, \ n_s < 1)$$

Здесь μ -химпотенциал, $f_s = 1 - \frac{n_s}{2}$, $f_d = 1 - \frac{n_d}{2k}$, $\bar{\varepsilon}_d$ отличается от ε_d на величину равную энергии Хаббарда; $\bar{f}_d$ и $\bar{\mu}$ выражаются

через f_d и μ с помощью преобразования частично-дырочной симметрии для d-электронов: $n_d \to 2K - n_d$, $f_d \to \bar{f}_d = n_d/2K$.
В случае к=I имеем модель Cu_4O_4, симметричную относительно $s \rightleftarrows d$ преобразования, В случае к=2 получаем модель CuO_2 – двукратно вырожденную для $P_{x,y}$-дырочных возбуждений [1].
Соответствующая фазовая диаграмма для к=I изображена на рис. Iа.

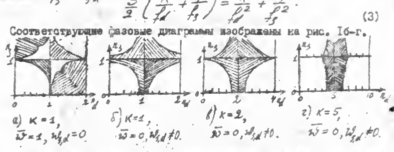
Противоположному случаю нулевой гибридизации соответствует модель Фриделя [2], для которой уравнения состояния симметричны относительно частично-дырочного преобразования для s- и d- подсистем по-отдельности. Эффективная константа БКШ имеет вид:

$$\lambda = -\frac{\varepsilon_s}{f_s^2}\rho_s^{(0)}\left(\frac{\varepsilon_s}{f_s}\right) - K\frac{\varepsilon_d}{f_d^2}\rho_d^{(0)}\left(\frac{\varepsilon_d}{f_d}\right); \quad (n_d < K,\ n_s < 1) \qquad (2)$$

Используя модель плоской зоны как для s-, так для d-электронов, запишем условие исчезновения сверхпроводимости $\lambda = 0$ в переменных f_s и f_d

$$\frac{3}{2}\left(\frac{K}{f_d} + \frac{1}{f_s}\right) = \frac{K}{f_d^2} + \frac{1}{f_s^2}. \qquad (3)$$

Соответствующие фазовые диаграммы изображены на рис. Iб–г.



Области, для которых $\lambda > 0$, заштрихованы. При малом числе возбуждений сверхпроводимость всегда отсутствует ($\lambda < 0$). В областях, где перемешаны частицы и дырки, характер фазовой диаграммы существенно зависит от интенсивности гибридизации. (Сравни рис. Iа и Iб). С возрастанием числа компонент роль d-электронов становится всё более существенной. Все сверхпроводящие переходные элементы размещаются внутри сверхпроводящей области фазовой диаграммы Iг. Наоборот, если исключить ферро- и антиферромагнетики, тогда оставшиеся несверхпроводящие металлы всех трёх переходных групп размещаются в несверхпроводящей части.

I. Зайцев Р.О. и др.// ФТТ, -I988.-30, вып.II, с.3507-35I0.
2. У.Харрисон, Электронная структура и свойства твёрдых тел.- т.2, гл. 20, М.: Мир, I983, с. 333.

C104

ЗАРОЖДЕНИЕ И РАСПАД БИФЛАКСОНОВ В ДЛИННЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДАХ

Л.А.ЗИЛЬБЕРМАН (Донецкий ФТИ АН УССР, Донецк)

Известно, что пара осциллирующих флаксонов противоположного знака (бризер) может возникать внутри длинного джозефсоновского перехода из волн Свикарта, и распадаться под действием импульса стороннего тока I. Ниже показано, что при $I \neq 0$ рождение флаксонов внутри перехода возможно и по другому каналу: термоактивированного образования статической флаксон- антифлаксонной пары (ФАП) и последующего ее распада.

Энергия покоящегося флаксона E_f в обычно используемых переходах существенно превышает температуру T, в связи с чем вероятность рождения ФАП внутри длинного джозефсоновского перехода, пропорциональная

$$\exp(-E/T)$$

может быть заметной только в узком интарвале сторонних токов, сравнимых с амплитудой тока Джозефсона I_c, в котором $E \sim T$.

$$E = 3E_f(1-\beta^2)^{5/4}/5\,, \qquad \beta = I/I_c \leq 1\,.$$

Область токов, в которой возможно наблюдение термоактивированного образования и распада ФАП существенно увеличивается, если внутри перехода имеется микросопротивление, локально уменьшающее ток Джозефсона. При $\beta < \beta_0$, $\beta_0 \sim 0{,}725$ имеется одно устойчивое в малом связанное состояние микросопротивления и ФАП. При $\beta > \beta_0$ связанных состояний два, из них одно устойчивое и другое неустойчивое. Энергия активации отрыва ФАП от микросопротивления при $\beta > \beta_0$

$$\Delta E = \frac{E_f}{8}\left\{\varepsilon\left(\cos\varphi_{02} - \cos\varphi_{01}\right) + \int_{\varphi_{01}}^{\varphi_{02}} d\varphi \sqrt{8\left[C(\theta) - C(\varphi)\right]}\right\}$$

$$\theta = \arcsin\beta\,, \quad C(\varphi) = \cos\varphi + \beta\varphi$$

зависит от ε и может быть существенно ниже E_f; барьер исчезает, когда φ_{01} и φ_{02}, корни уравнения

$$C(\theta) - C(\varphi_0) = \varepsilon^2 \sin^2\varphi_0/8$$

сливаются.

C105 ДИАМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МЕТАЛЛООКСИДОВ

Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Предложен и осуществлен новый способ измерения диамагнитного отклика тонких (0,1 – 1 мкм) пленок металлооксидных сверхпроводников [1] с использованием стандартной установки для исследования магнитной восприимчивости объемных материалов.

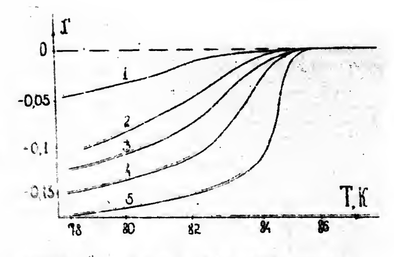
Основная идея состоит в том, что с целью достижения значительного (примерно в 1000 раз) отклонения размагничивающего фактора (n) пленки, которая располагается перпендикулярно силовым линиям поля измерительной катушки, от 1, в катушку вносится пакет образцов с размещением их на расстоянии порядка толщины к размеров отдельных пленок.

Размагничивающий фактор такой системы примерно совпадает с размагничивающим фактором тела, огибающего наиболее удаленные точки пакета. При этом может быть достигнуто увеличение эффективного объема, участвующего в выталкивании силовых линий магнитного поля на 3-4 порядка величины по сравнению с суммарным объемом керамики в отдельных образцах.

Выталкивание силовых линий регистрируется по сдвигу резонансной частоты контура, в который включена измерительная катушка. Измерения проводятся на частоте 140 Гц.

На рисунке представлены серий температурных зависимостей диамагнитного отклика пакета пленок $YBa_2Cu_3O_x$ при полях модуляции: 1) 29; 2) 12; 3) 7,4; 4) 4,6; 5) 1,7 Э. Сильная чувствительность к слабому магнитному полю и невысокие значения критической температуры, следующие из рисунка, говорят о том, что регистрируемый отклик связан с установлением межгранульных связей отдельных пленок. Собственно переход их гранул в сверхпроводящее состояние не регистрируется из-за малости суммарного объема последних.

Для обоснования методики проведено решение задачи магнитостатики для бесконечной последовательности круглых пластин, расположенных на равном расстоянии друг от друга. Найдено, что для реализованной экспериментальной ситуации при бесконечном наборе пластин абсолютное значения магнитной восприимчивости (χ) должно равняться 0,65 ($1/4\pi$). Измеренное значение этой величины для блока из пяти пленок того же порядка - 0,17 ($1/4\pi$).



Занижение Г обусловлено влиянием краевых эффектов.

Модифицируя описанный метод, проведена запись температурной зависимости диамагнитного отклика блока пленок в режиме сильных потерь на перемагничивание, сопровождающихся интенсивным отбором энергии, падением амплитуды колебаний, а следовательно дополнительным сдвигом частоты резонансного контура. При этом достигнуто увеличение регистрируемого сигнала без срыва колебаний еще на 2-3 порядка величины.

Обнаружены гистерезисные эффекты, связанные с неоднородным торцевым разогревом системы пленочных сверхпроводников и объясняемые в рамках особенностей проникновения магнитного потока через устанавливающиеся слабые связи между гранулами металлооксида.

I. Иванченко D.М., Михеенко П.Н.// Письма в ЖТФ.-1990.- I5, вып.I.- С.33-38.

CI06 ЭФФЕКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ВИХРЕЙ В ПЛЕНКЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ С МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко, Я.И.Юделевский (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Как известно, напряжение в сверхпроводнике в режиме токовой резистивности определяется эффектом Джозефсона и связано с движением поперек транспортного тока квантов магнитного потока вихрей. В гранулированных образцах вихрям выгодно двигаться между гранулами, где параметр порядка подавлен.

Исследовалась динамика вихрей в пленке ВТСП путем анализа зависимостей дифференциального сопротивления пленки dU/dI от напряжения U в условиях воздействия на нее слабого знакопеременного периодического магнитного поля с различным периодом магнитной сверхрешетки λ_B - 19, 32, 48, 95 мкм. Магнитная сверхрешетка формировалась на ферромагнитной пленке при записи сигнала генератора звуковой частоты на катушечном магнитофоне. Из средней части одной из четырех дорожек пленки вырезался отрезок длиной 5 мм и шириной от 0,05 до 0,4 мм, который затем накладывался на сверхпроводящую пленку между потенциальными выводами, где плотно прижимался к ней и фиксировался.

Сверхпроводящая пленка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ была напылена на сапфировую подложку. Длина пленки 10 мм, ширина 3 мм, толщина 500 нм. Температура зануления сопротивления образца - 75К. Все измерения проводились при 4,2К. Образец помещался в сверхпроводящий магнитный экран. Запись зависимости $dU/dI(U)$ осуществлялась по модуляционной методике. Наложение магнитной пленки на сверхпроводящую приводило к незначительному уменьшению критического тока (с 1,6ма до 1,3ма) и к существенному изменению вида зависимости дифференциального сопротивления образца от напряжения. На рис.1 приведены результаты расчета на компьютере фурье-разложения функции $dU/dI(U)$ при λ_B =48мкм. Анализ спектров показывает наличие в них ряда равноотстоящих максимумов с зависящим от λ_B периодом Λ_p, на фоне независимой от λ_B спектральной структуры.

Наблюдаемый эффект может быть описан в предположении, что падение напряжения на начальном резистивном участке вольт-амперной характеристики обусловлено одной цепочкой джозефсоновс-

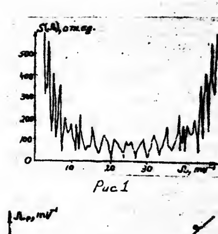


Рис.1

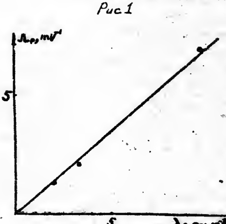


Рис.2

ких вихрей, движущихся поперек пленки по наиболее "слабым" участкам образца. Показано, что при движении вихрей по траектории, вдоль которой периодически меняется магнитное поле, происходит возбуждение электромагнитной волны с фазовой скоростью v, интенсивность которой возрастает при напряжениях $U_1 = nU_p$, где $U_p = hv/2e\lambda_в$, h – постоянная Планка, e – заряд электрона, n – целое число. При этом в спектре функции $dU/dI(U)$ должны наблюдаться максимумы с периодичностью $\Omega_p = 1/U_p$.

На рис.2 построена зависимость периода функции Ω_p от периода магнитной сверхрешетки. Видно, что экспериментальные точки соответствуют прямой пропорциональной зависимости $\Omega_p = K\lambda_в$. Используя джозефсоновское соотношение, величину $1/K$ можно выразить в единицах скорости, которую, учитывая рассмотренный механизм, естественно связать со скоростью распространения электромагнитной волны в пленке. Согласно расчету она составляет $\sim 7 \cdot 10^8$ см/с.

СI07 АНИЗОТРОПНОЕ СПАРИВАНИЕ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю.М. Иванченко, А.А. Филиппов (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Рассмотрено взаимодействие неэквивалентных сверхпроводящих слоев (в том числе в металлооксидных керамиках). Изучена возможность возникновения в этих и подобных им слоистых системах сверхпроводящего состояния со спариванием S и d типов одновременно. Проведено сравнение результатов с экспериментальными фактами, указывающими на наличие обоих вариантов спаривания в реальных веществах.

Согласно модели джозефсоновски связанных слоев переход от дву- к трехмерной сверхпроводимости наступает если $\xi > S/\sqrt{2}$ (где ξ - длина когерентности в направлении перпендикулярном сверхпроводящим слоям, S - расстояние между ними). Эффективный механизм для реализации такой связи, приводящий к повышению Tc, предложен в работах [1-3]. Он опирается на учет дисперсии вдоль оси z ближайшей к уровню Ферми валентной зоны. При этом существенным оказывается процесс при котором пара электронов с импульсом $\vec{k}$ рассеиваясь на состояниях в этой зоне возвращается обратно в зону проводимости с импульсом $\vec{k}'$. Этот процесс дает вклад обобщенный гамильтониан взаимодействия БКШ вида

$$H_I = \sum_{kk'q} \sum_{ij} \lambda_{ij}(\vec{k},\vec{k}')\, C^{+}_{i\uparrow\vec{k}} C^{+}_{i\downarrow\vec{q}-\vec{k}} C_{j\uparrow\vec{k}'} C_{j\downarrow\vec{q}-\vec{k}'},$$

где $c^{+}_{i\alpha\vec{k}}$ и $c_{i\alpha\vec{k}}$ - операторы рождения и уничтожения электронов в i слое с импульсом $\vec{k}$ и спином α. При этом благодаря дисперсии зоной энергии вдоль оси z возможными являются процессы, приводящие к переходу пары из одного сверхпроводящего слоя в другой, так что недиагональные компоненты матрицы λ_{ij} отличны от нуля. Можно по-видимому предложить и другие варианты процессов, дающих свой вклад в форму H_I. Нами, однако, не конкретизирована далее форма $\lambda_{ij}(\vec{k},\vec{k}')$, а настоящая работа посвящена выводу для данной формы H_I функционала Гинзбурга-Ландау и получению с его помощью термодинамических результатов для систем со спариванием S и d типов.

Построенная теория применена к соединению YBa-Cu-O. Показано, что в нем предпочтительным оказывается такое упорядочение, когда при S - спаривании в слоях с CuO - цепочками, слои, содержащие CuO_2 структуры имеют сверхпроводимость в основном с d-спариванием. При этом слабая джозефсоновская связь между слоями наводит здесь небольшую примесь состояний S - типа, малую в меру слабости этой связи.

1. Theodorakis S., Tesanovic Z., Phys.Lett.A,1988,Vol. 132, 6,7,p.372.
2. Tesanovic Z. Phys.Rev.B, 1987, Vol.36, N4,p.2364.
3. Tesanovic Z. Phys.Rev.B, 1988, Vol.38, N4,p.2489.
4. Иванченко Ю.М., Филиппов А.Э. ФТТ,31, N10,с.51...

C108

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С МНОГОКОМПОНЕНТНЫМ ПАРАМЕТРОМ ПОРЯДКА

Ю.А.Изюмов, В.М.Лаптев
Институт физики металлов УрО АН СССР, Свердловск

Многокомпонентный сверхпроводящий параметр порядка (СПП) может иметь место в результате какого-либо вырождения сверхпроводящего состояния [1]. В докладе рассматривается связь данного вырождения с вырождением электронных состояний на поверхности Ферми. В рамках обобщенной модели БКШ для сверхпроводника с вырожденными орбитальными электронными состояниями получен функционал свободной энергии Гинзбурга-Ландау с микроскопической расшифровкой входящих в него коэффициентов [2]. Входящий в него СПП определяется с помощью разложения по неприводимым представлениям точечной группы кристалла волновой функции куперовской пары, которая преобразуется как прямое произведение двух одноэлектронных неприводимых представлений. Учет орбитального вырождения электронов расширяет физический базис, на котором реализуются сверхпроводящие моды, что определяет топологию сверхпроводящей щели на поверхности Ферми. Получены условия зануления щели в симметрийно обусловленных точках или линиях поверхности Ферми, отличающиеся от условий, полученных в [1] для невырожденных электронных состояний.

Вторая часть доклада посвящена изучению взаимодействий, которые могли бы обусловить выгодность многокомпонентного СПП. С этой целью получены уравнения Элиашберга для вырожденных электронных состояний с учетом косвенного обмена бозонами произвольной симметрии. Обсуждаются нетривиальные орбитальные состояния куперовской пары, а также синглетные и триплетные состояния. Показано, что спиновые флуктуации разрушают синглетное и способствуют триплетному спариванию. Изучаются также состояния в системах с сильной спин-орбитальной связью.

Развивается также феноменологическая теория сверхпроводника с двухкомпонентным СПП на основе обобщенного функционала Гинзбурга-Ландау, описывающая поведение таких сверхпроводников

в магнитном поле. Показано, что в таких сверхпроводниках могут существовать разные домены сверхпроводящей фазы. Особенности поведения сверхпроводника в магнитном поле определяются соотношениями между тремя параметрами размерности длины – глубиной проникновения поля λ , корреляционной длиной ξ и шириной d границы между двумя доменами сверхпроводящей фазы. В условиях $\xi \ll d \ll \lambda$ возможно аналитическое решение уравнений для СПП в магнитном поле. Показано, что фазовый переход в смешанную фазу может происходить не только путем возникновения обычных абрикосовских вихрей, но и за счет образования вихрей, имеющих два остова, каждый из которых переносит половинный квант потока. Суммарный квант потока, переносимый вихрем, составляет конечно целый квант потока. Остовы такого димера соединены друг с другом двумя доменными стенками, осуществляющими конфайнмент внутри димера. Для сверхпроводников с многокомпонентным СПП в магнитном поле возможно появление вихревых структур более сложной природы, чем димер.

1. Г.Е.Воловик, Л.П.Горьков ЖЭТФ, т.88, с.1412, 1985
2. Y.A.Izyumov, V.M.Laptev, V.N.Syromyatnikov International J.of Modern Phys. ,v.3, p.1377,1989

СТ09

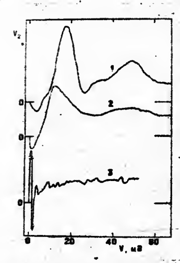
МИКРОКОНТАКТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОРГАНИЧЕСКОГО СВЕРХПРОВОДНИКА β-(BEDT-TTF)$_2$I$_3$

Г.В.Камарчук, А.В.Хоткевич, И.К.Янсон (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)
К.И.Походня (Институт полупроводников АН УССР, Киев)

На вторых производных вольт-амперных характеристик (ВАХ) точечных гетероконтактов органического проводника β-(BEDT-TTF)$_2$I$_3$ с медью и серебром впервые обнаружен максимум в области 50 мэВ, обусловленный взаимодействием носителей заряда с внутримолекулярными колебаниями BEDT-TTF в органическом металле. В нулевом магнитном поле и температуре T = 4,2 K при увеличении усилия сжатия между электродами наблюдался переход от гетероконтактов в нормальном состоянии к гетероконтактам со сверхпроводящим включением фазы органического металла с более высокими критическими параметрами. Определены значения энергетической щели органического сверхпроводника и избыточного тока таких гетероконтактов.

Гетероконтакты создавались в жидком гелии при T = 4,2 K по сдвиговой методике в результате соприкосновения с боковой гранью кристалла в смещения одного из рёбер медного (серебряного) электрода в направлении перпендикулярном плоскости $\bar{a}\bar{b}$ органического проводника, так как в такой геометрии наиболее вероятно образование контактов, ось которых расположена в плоскости $\bar{a}\bar{b}$ кристалла.

Микроконтактные спектры контактов (BEDT-TTF)$_2$I$_3$-Cu содержат максимумы в районе 18, 34 и 50 мэВ (кривая 1, R_0= 143 Ом). Первые два максимума близки по положению и форме к особенностям электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в меди. При замене медного электрода на серебряный (кривая 2, R_0= 17,6 Ом) низкочастотный максимум смещается в область энергий, соответствующую основному пику спектра ЭФВ серебра и, таким образом, определяется вкладом от благородного металла в ЭФВ гетероконтакта. Особенность в районе 50 мэВ на зависимости 1 обусловлена ЭФВ в органическом металле, так как граничные фононы в меди соответствуют энергии 32 мэВ. Со стороны меди вклад во вторую производную ВАХ в области энергий больше 32 мэВ могли бы дать процессы последовательного испускания электронами двух фононов. Однако максимум при 50 мэВ не связан с двухфононными процессами ЭФВ в благородном металле, поскольку он остаётся практически на месте в спектрах гетероконтактов органи-



ческого проводника как с медью, так и серебром. Кроме того, положение этой особенности совпадает с данными измерений спектров отражения [1]. Поэтому можно заключить, что максимум в области 50 мэВ обусловлен взаимодействием электронов с оптическими колебательными модами в органическом металле.

Специфика органического металла $(BEDT\text{-}TTF)_2I_3$ состоит в том, что при определенном давлении он переходит в новое кристаллическое состояние с температурой сверхпроводящего перехода около 8 К. Увеличивая усилие сжатия между контактирующими электродами и уменьшая сопротивление контактов до 1-5 Ом, нам удалось создать локальные напряжения, приводящие к возникновению в окрестности контакта области с более высокими критическими параметрами и наблюдать при Т = 4,2 К переход от контакта типа M-c-M к контакту со сверхпроводящим включением типа M-S-c-M. На рисунке приведена зависимость $d^2V/dI^2(V)$ такого контакта в сверхпроводящем состоянии (кривая 3, R_0 = 4,3 Ом), для которой величина энергетической щели Δ = 1,5 мэВ и отношение $2\Delta/kT_c$ = 4,2 определены как для сверхпроводящего кластера в матрице нормального металла [2]. ВАХ рассматриваемых контактов в сверхпроводящем и нормальном состояниях отличается на величину избыточного тока. Значения избыточного тока малы по сравнению с теоретически ожидаемыми для контакта S-c-M. Это объясняется несимметричностью исследованных контактов из-за увеличения парциального вклада от электрода из благородного металла, в результате чего не вся M-S граница сверхпроводящего включения даёт вклад в ток микроконтакта.

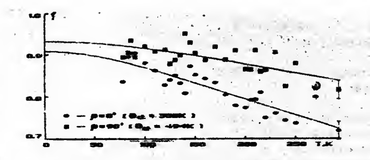
1. Козлов М.Э., Барам И.П., Покодня К.И.// ФНТ.- 1989.- 15, N 6.- С. 574-578.
2. Екпиревский О.И., Грибов Н.Н., Найдюк Ю.Г.// ФНТ.- 1983.- 9, N 10.- С. 1066-1077.

СII0 ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ЯГР В ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ Y-Ba-Cu(^{57}Fe)-O

Н. Э. Канер, К. М. Мациевский, В. Л. Пономарчук
(Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)
В. А. Финкель (Харьковский физико-технический институт, Харьков)

Большое количество опубликованных мессбауэровских работ по ВТСП керамике Y-Ba-Cu(^{57}Fe)-O не устранили противоречий в интерпретации экспериментальных спектров, связанных с выяснением принадлежности линий поглощения конкретным позициям в матрице, их количества, а также наличия анизотропии вероятности эффекта Мессбауэра. Однозначное решение этих вопросов стало возможным после получения образцов с искусственной текстурой в магнитном поле на основе керамики состава $YBa_2(Cu_{0.98}Fe_{0.02})_3O_{7-\delta}$. Были приготовлены образцы двух типов: (1) ось C направлена по нормали к поверхности образца (β=0°) и (2) ось C лежит в плоскости образца (β= 90°). Проведенные нами контрольные измерения эффекта Мессбауэра и рентгеновской дифракции этих образцов показали наличие в них сильной текстуры (степень текстуры = 95%±1%). В основе интерпретации мессбауэровских спектров лежит общепринятое представление о том, что атомы Fe замещают в матрице лишь атомы Cu, спектр описывался суперпозицией трех дублетов. Для точного выделения из спектра компонент, связанных с позицией Cu2, был взят отожженный в вакууме образец (δ≃0.9), у которого наблюдается магнитное упорядочение в позиции Cu2 при T = 300 K. После нагрева этого образца до температуры $T > T_N \simeq 415$ K, вместо "шестерки" от Cu2 наблюдается дублет с параметрами, соответствующими D3 (этот дублет наблюдается во всех спектрах). После идентификации дублета D3 с позицией Cu2, из анализа спектров текстурированных образцов можно сделать вывод о соответствии дублетов D1 и D2 позициям Cu1 с различными кислородными координационными числами. Используя известные выражения для интенсивностей компонент квадрупольного

Позиция (дублет)	Кислород. координ. число	QS мм/с	IS мм/с	I_π/I_σ эксперим. (β=0°)	Направление и знак V_{zz}	Валентность
Cu1(D1)	2	1.91	0.048	0.38	$V_{zz} < 0; V_{zz} \parallel C$	близка к 4
Cu1(D2)	4	1.17	0.016	0.63	$V_{zz} > 0$	близка к 4
Cu2(D3)	5	0.51	0.283	2.05	$V_{zz} > 0; V_{zz} \parallel C$	3$^+$



дублета и сравнивая их с полученными из эксперимента значениями для I_π / I_σ (при β = 0°), можно сделать вывод о знаке градиента электрического поля (диагональная компонента тензора ГЭП - V_{zz}), направлении V_{zz}, координационных числах кислорода. По значениям квадрупольных расщеплений (QS) и изомерных сдвигов (IS приведены относительно α-Fe) можно судить о валентности железа (см. табл.).

На рисунке приведены зависимости нормированных вероятностей эффекта f ($f = \exp(-\langle x^2 \rangle / \lambda^2)$) от температуры для двух разных случаев ориентации оси C, определенные из суммарных площадей спектров. Сплошные линии - расчет (метод наименьших квадратов) для Дебаевской модели. Из расчета получены значения Θ_d, которые отличаются для этих различных ориентаций. По ходу зависимости f(T) для β=0° и 90° можно сделать вывод о наличии анизотропии среднеквадратичных смещений атомов в решетке. Эта анизотропия такова, что $\langle x^2 \rangle$ вдоль оси C больше, чем в базисной плоскости. Отметим также немонотонность зависимости f(T), наиболее заметную в температурных интервалах: 80..90 K, 110..145 K; 200..220 K, 260..270 K; что согласуется с кристаллографическими особенностями, наблюдавшимися в /1,2/. Такая зависимость f(T) свидетельствует о сложном характере локальных изменений структуры при варьировании температуры.

1. Воробьев Г.П., Каксимова А.М., Казей З.А. и др. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. -1989. -2, вып. 2. -с. 47-52.
2. Francois M., Junod A., Yvon K. et. al. // Solid State Commun. -1988. - 66, no. 10. -p. 1117-1125.

CIII О ПРИРОДЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА

В.Г.Канцер, Н.М.Малкова (Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев)

В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) сильно возрос интерес к искусственным многослойным твердотельным структурам на основе хорошо изученных материалов, позволяющим моделировать ряд характерных аспектов металлоксидных сверхпроводников. Такими объектами, как показали недавние исследования [I], являются сверхрешетки (СР) на основе халькогенидов свинца (PbX). В них обнаружена сверхпроводимость с аномально высокой для полупроводников критической температурой $T_c \leq 4.5K$, имеющая квазидвумерный характер и связанная с наличием в СР регулярных сеток дислокаций несоответствия на межфазных границах [I]. Учитывая, что в общем виде кристаллическую решетку ВТСП материалов можно представить в виде альтернирующих слоев со структурой $NaCl$ и перовскитоподобных, то СР на основе A^4B^6, имеющих кубическую решетку типа $NaCl$, являются близкими структурными аналогами ВТСП. В таких СР роль перовскитоподобных слоев играют дислокационные сетки.

Исходя из этого, в рамках проблемы сверхпроводимости полупроводниковых СР выделяются две задачи, которые являются основными и для ВТСП систем. Первая связана с вопросом возникновения проводящих электронных состояний на дислокационной сетке в СР, а вторая - с выявлением механизма сверхпроводимости. Эти два вопроса и являются предметами рассмотрения данной работы.

Общее рассмотрение электронного энергетического спектра СР с периодом $d=a+b$, состоящих из альтернирующих слоев многодолинных полупроводников A^4B^6 с щелевыми параметрами E_{ga} и E_{gb}, показало [2], что наряду с традиционными электронными состояниями СР (типа $\cos$ или $\sin$ при $\beta^2 \varkappa^2_{a,b} = E^2_{ga,b}/4 + p_\perp^2 k_x^2 + \gamma^2 k_y^2 - (E \pm \varphi_0/2)^2 < 0$, φ_0 - разность работ выхода) при $\varkappa_{a,b} > 0$ появляются экспоненциально спадающие при удалении от границы раздела ($\psi(z) \sim \exp(-\varkappa_{a,b}|z|)$) состояния, описываемые дисперсионным уравнением:

$$2\varkappa_a \varkappa_b \cos(qd + \alpha k_y d) = (\varkappa_a^2 + \varkappa_b^2 - Q^2)\, sh\varkappa_a a\, sh\varkappa_b b + 2\varkappa_a \varkappa_b\, ch\varkappa_a a\, ch\varkappa_b b. \quad (I)$$

Здесь $\beta^2 = p_\perp^2 \sin^2\theta + p_\parallel^2 \cos^2\theta$, $\gamma^2 = p_\perp^2 \cos^2\theta + p_\parallel^2 \sin^2\theta$,

$\alpha = (p_\parallel^2 - p_\perp^2)\sin 2\theta / 2\beta^2$, $Q^2 = [(E_{gb} - E_{ga})^2/4 - \varphi_0^2]/\beta^2$;

$p_{\parallel,\perp}$ - межзонные матричные элементы импульса, θ - угол между осью

и СР и длинной осью изоэнергетического эллипсоида (для СР с ориентацией (001), изучаемых в [1], $\cos\theta = 1/3$ для всех долин).

Квазидвумерные электронные ветви, описываемые уравнением (1), в СР, составленных из полупроводников с нормальными спектрами ($E_{g6}E_{g6}' > 0$), возникают лишь при условии контрвариантного расположения зон исходных полупроводников. При этом они возникают либо в пределах зоны проводимости, либо валентной зоны при конечных значениях поперечного волнового вектора и в конечной области энергий. Проведенный нами анализ для СР на основе PbX показал, что эти СР имеют в отсутствие деформаций ковариантное расположение зон, и пограничные состояния, описываемые (1), отсутствуют. Однако, в окрестности краевых дислокаций несоответствия (где сосредоточены сильные деформации) расположение зон объемных PbX становится контрвариантным. Вследствие этого на дислокационной сетке СР в ограниченном интервале энергий и при конечных значениях поперечного волнового вектора (конечный уровень легирования) возникают электронные состояния с почти линейным спектром. При ξ_0 порядка $\Delta_z=(E_{g6}+E_{g6}')/2$ фермиевская скорость этих носителей $v_z = v_\perp \cdot (1-\xi_0^2/\Delta_z^2)^{1/2}$ намного меньше скорости объемных электронов $v_\perp$ в слое, и вследствие этого плотность состояний $g(\xi) \sim \xi/\pi\hbar v_z$ может достигать больших значений. По этой причине концентрация носителей заряда в окрестности дислокационной сетки может существенно превышать среднюю концентрацию (10^{18}–10^{19} см$^{-3}$ [1]), определяемую из холловских измерений, при небольших по сравнению с объемными PbX подвижностях ($2\cdot10^3$ см^2/В·с [1]).

В рамках второй поставленной задачи анализируется один из возможных механизмов куперовского спаривания пограничных носителей заряда дислокационной сетки через электрон-дырочные возбуждения матрицы СР на основе PbX. Исследован вопрос о поляризуемости электронов квазидвумерной дислокационной сетки. Показано, что из-за малых значений параметра v_z и статической диэлектрической проницаемости величина обратного радиуса экранирования $q_s = 2e^2\xi_F/\varepsilon_s v_z$ является большой и кулоновское отталкивание сильно подавлено. Проведена оценка параметра притяжения носителей через обмен электрон-дырочными парами и показано, что константа связи λ может достигать значений порядка 0.2÷0.3. Тогда с учетом выражения для $T_c = \omega\exp(-1/\lambda)$ и пределов изменения параметров $\Delta_z = (E_{g6}+E_{g6}')/2 = 0.17÷0.24$ эБ получаем следующие оценки $T_c = 5÷40$ К.

1 Миронов О.А. и др.//Письма в ЖЭТФ.-1986.-43, №2.-с.100-102.
2 Гицу Д.В., Канцер В.Г., Беляков И.А.//Препринт ИПФ АН МССР.-1988.-39с.

СII2 РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА Tl-КЕРАМИКИ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.А. Капустин, В.Б. Толкачев, Ю.А. Черушев, Л.Г. Шусто-

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, 123182, Москва, СССР

Проведены исследования резистивных свойств Tl-керамики (80% $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_x$ и 15% $Tl_2CaBa_2Cu_2O_y$) в импульсных магнитных полях B≤30 Тл и в диапазоне температур 4,2≤T≤140 К. Образец синтезирован по методике, описанной в [1], и имеет температуру начала и конца (ρ=0) перехода ~130 К и 114 К, соответственно. Методика измерения описана в [2,3].

Измерения показали, что при T<80 К в образце возникает динамическое магнитосопротивление, которое определяется скоростью изменения B и приводит к появлению минимума сопротивления ρ в максимуме импульса поля, т.е. при B=dB/dt=0. На рис.1 представлена зависимость ρ(B) при T=77,3 К, j=9.3 А/см^2 для различных значений амплитуды B_{max} импульса магнитного поля. (Взаимосвязь между B(t) и B(t) показана в нижней части рисунка, стрелками указано направление обхода кривых в течение импульса поля.) Это магнитосопротивление аналогично наблюдавшемуся ранее для других керамик $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ [2] и $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [3] – и объясняется установлением вязкого течения вихревых нитей, срываемых с относительно слабых центров пиннинга изменяющимся магнитным полем. Оценка силы пиннинга (на единицу длины вихревой нити) дает ~10^{-6} дин/см при T = 77 К, что несколько ниже аналогичной оценки [2] для La-Sr-керамики при T=4,2К. С понижением температуры Tl-керамики глубина провала растет, и при T=4,2К $\rho(B_{max}, B=0)$=0 вплоть до B_{max}=30 Тл, что свидетельствует о росте силы пиннинга при T=4,2К на 1-2 порядка величины.

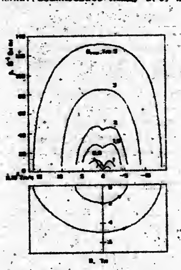


рис.1.

При достаточно высоких значениях T (T>80 К) или B (при T≥60К)

динамическое магнитосопротивление не наблюдается, и сопротивление $\rho(B,T)$ образца монотонно растет с ростом B, что связывается с переходом к режиму термостимулированного крипа вихревых нитей. В этом случае зависимость $\rho(B,T)$ может быть представлена в виде функции одного аргумента $\rho/\rho_n = f(\gamma_0)$[4], где $\gamma_0 \sim (1-T/T_c)^{3/2}/B$ при $T \approx T_c$. Отсюда следует, что значения B и T, отвечающие условию $k=\rho(B,T)/\rho_n(T)=\mathrm{const}$ (здесь $0 \le k \le 1$, $\rho_n(T)$ -экстраполированное из области $T>T_c$ значение ρ_n) должны удовлетворять соотношению $B \sim (1-T/T_c)^{3/2}$.

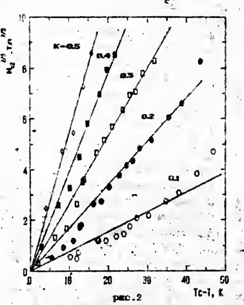


рис.2

Для нашего образца это соотношение удовлетворительно соблюдается при различных значениях $k=0,1 \div 0,5$ и $T>70$ К (рис.2). Излом при $T_c-T \cong 12$К объясняется наличием второй фазы $Tl_2CaBa_2Cu_2O_y$ с $T_c \cong 105$К.

1. В.И. Ожогин и др.//В кн.:Сверхпроводимость/Под ред. В.И.Ожогина. - М.:ИАЭ, 1988. Вып.4. - С.5-11.
2. Г.А. Капустин и др.//В кн.:Сверхпроводимость/Под ред. В.И.Ожогина. - М.:ИАЭ, 1987. Вып.1. - С.33-46.
3. Г.А. Капустин и др.//СФХТ. - 1989.-Т.2, № 6. - С.56-59.
4. M. Tinkham.//Phys. Rev. Lett. - 1988. - v.61. - P.1658-1661.

CII3 ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ВТСП МЕТОДОМ РАДИАЦИОННОГО РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ.

А.Е.Карькин, С.А.Давыдов, А.В.Мирмельштейн, Б.Н.Гощицкий.

Институт физики металлов УрО АН СССР (Свердловск).

Один из методов изучения свойств сложных систем - это исследование их отклика на внешнее воздействие. Если параметр, характеризующий это воздействие, удовлетворяет определенным условиям, таким как высокая воспроизводимость, широкие пределы изменения, объемная однородность и т.д., то в результате мы получаем уникальную информацию о свойствах исходного состояния системы. В случае исследования систем ВТСП таким условиям вполне удовлетворяет радиационное разупорядочение, вызванное облучением быстрыми нейтронами при низкой температуре. Этот метод имеет высокую воспроизводимость, однородное по объему образца распределение радиационных деффектов, а их концентрации могут меняться от самых малых до предельно больших. Мы рассмотрим результаты исследования отклика систем ВТСП на радиационное разупорядочение, в основном, монокристаллических и керамических образцов $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) и $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_4$ (LSCO), ограничиваясь только теми свойствами, которые характеризуют электронную систему в нормальном (электросопротивление, эффект Холла) и сверхпроводящем (второе критическое поле) состояниях. Характерной особенностью отклика систем ВТСП на радиационное разупорядочение является экспоненциальная зависимость электросопротивления r от концентрации радиационных дефектов (здесь концентрация пропорциональна флюенсу быстрых нейтронов Ф): $r \sim \exp(k\Phi)$. Этот результат, впервые полученный в [1], к настоящему времени воспроизведен во многих группах исследователей и с высокой точностью выполняется для всех исследованных систем ВТСП (керамические образцы и монокристаллы) и различных видов частиц облучения (нейтроны, электроны, тяжелые ионы) [2]. При разупорядочении температурная зависимость электросопротивления r(T) ($r_{ab}(T)$ для монокристаллов) непрерывным образом трансформируется от линейной $r \sim T$ в исходном состоянии до экспоненциальной $r \sim \exp((T_0/T)^{1/4})$, характерной для проводимости по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка, в образцах с большой концентрацией дефектов. Такое поведение r(T) при разупорядочении совершенно уникально. Качественно иная ситуация наблюдается как в упорядоченных металлических соединениях типа А15, так и в перовскитоподобных окислах типа $BaNb_4O_6$, для которых r(T) [illegible] увеличивается с ростом концентрации дефектов и, в полном соответствии с правилом Иоффе-Регеля, ослабляется температурная зависимость r(T). Другой параметр, характеризующий электронные состояния в ВТСП, - концентрация

носителей заряда, может быть определен из постоянной Холла R_H. Как показано в [3], холловская концентрация носителей $n_H=1/(R_He)$ совпадает с концентрацией подвижных дырок в тех ВТСП, где n_H слабо изменяется с температурой (например, LSCO), в противном случае (YBCO) надо брать n_H при низкой T<100K. При разупорядочении YBCO температурная зависимость $n_H(T)$ ослабляется, но $n_H(100)$ не меняется, также как не меняется $n_H(T)$ в LSCO. Таким образом, в этих соединениях радиационное разупорядочение, приводящее к усилению эффектов локализации, не вызывает изменение концентрации носителей заряда. Это не кажется удивительным, если учесть, что при разупорядочении не меняется содержание кислорода и, по некоторым другим данным, нет перераспределения заряда внутри элементарной ячейки. Информация об электронных свойствах систем ВТСП в сверхпроводящем состоянии может быть получена из анализа поведения второго критического поля $H_{c2}(T)$, которое, также как и $r(T)$, имеет большую анизотропию. При радиационном разупорядочении (и уменьшении T_c) величина dH_{c2}/dT (поле H параллельно плоскости ab) уменьшается, а dH_{c2}/dT увеличивается, так что анизотропия второго критического поля H_{c2}/H_{c2} уменьшается от величины порядка 10 в исходном состоянии до ~1 в тех образцах, где T_c <10K. Столь необычное поведение H_{c2}, не согласующееся с изменениями r (r_{ab}, r_{ac} быстро увеличивается, а анизотропия r_c/r_{ab} остается достаточно большой – порядка нескольких десятков), а также некоторых других свойств в нормальном и сверхпроводящем состояниях, отражает уникальные свойства электронных состояний ВТСП, характерные только для этих систем. Характер отклика той или иной системы на радиационное разупорядочение может служить тестом на принадлежность к ситемам ВТСП, а также своеобразным "экспериментальным фильтром" для теоретических моделей.

1. Давыдов С.А. и др.// Письма в ЖЭТФ 1988.т.47,с.193

2. Marwick A.D. et al.// Phis.Rev. B 1989.v.39,p.9061.

3. Penny T. et al.// Int.M²S-HTSC Conf.,Standford,C.A.,July,23-28,1989.

СII4 ОБРАЗОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ПРИ ДОПИРОВАНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ НЕМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

В. Е. Катаев, Е. Ф. Куковицкий, Г. Б. Тейтельбаум, А. М. Финкельштейн*
(Казанский физико технический институт КФАН СССР, Казань)

Среди большого числа работ по высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) особое внимание привлекают те из них, в которых обнаруживаются явления, отсутствующие в случае обычных низкотемпературных сверхпроводников. Среди них эффект сильного подавления сверхпроводимости при замене небольшой части ионов меди в ВТСП соединениях немагнитным цинком [1]. Поскольку допирование немагнитной примесью обычных сверхпроводников слабо влияет на температуру СП перехода, это указывает, что обнаруженный эффект затрагивает специфическую природу ВТСП. В виду сходства ионов Zn^{2+} и Cu^{2+}, замещение меди на цинк приводит, главным образом, к исключению спинов из спиновой подрешетки ВТСП соединения, т.е. подобная процедура есть способ изучения электронных корреляций в ВТСП материалах.

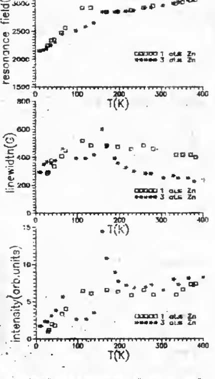
Для выявления возникающих в электронной подсистеме изменений при введении в лантан-стронциевый сверхпроводник примеси цинка были проведены измерения электросопротивления, магнитной восприимчивости и ЭПР соединений $La_{1.8}Sr_{0.2}Cu_{1-x}Zn_xO_4$ (x=0; 0.01; 0.03) [2]. Образцы готовились по стандартной технологии. Для измерений восприимчивости и ЭПР таблетки размалывались в порошок, который ориентировался в магнитном поле так, что плоскость CuO_2 кристаллитов оказывалась перпендикулярной его направлению.

Измерения сопротивления показали, что допирование цинком приводит к появлению минимума и низкотемпературного подъема зависимости R(T). Обнаружено появление Кюри-подобных вкладов в магнитную восприимчивость при внедрении в $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ немагнитной примеси. При исследовании ЭПР на частоте 9.3ГГц в образцах с x=0.01 и 0.03 обнаружены анизотропные резонансные линии поглощения, идентифицированные с локализованными магнитными моментами (ЛММ) ~ $1.3\mu_B$. Температурные зависимости параметров сигналов ЭПР (см. рис.) свидетельствуют о перестройке подсистемы ЛММ с понижением температуры.

Таким образом, совокупность полученных экспериментальных результатов указывает на то, что в исследованной системе

*)Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР, Москва

образуются связанные с ионами цинка коплексы с ЛММ, расположенными на ионах меди. Природа возникновения ЛММ в ВТСП при допировании немагнитной примесью заключается, по-видимому, в следующем.



Известно, что задача о сильно скоррелированной электронной жидкости близка к компактной электродинамике в 2+1 измерениях [3]. Поэтому взаимодействие дефектов в таких системах возрастает с расстоянием по крайней мере логарифмически, а в случае конфайнмента [3] даже линейно. Взаимодействия такого рода обычно описываются струнами, соединяющими дефекты. Если расстояние между дефектами достаточно большое, энергия системы может быть понижена путем разрыва струн с образованием пар спинонных возбуждений на "черной" или "красной" подрешетке. В итоге каждый допант образует комплекс, имеющий локализованный магнитный момент (спинон). Разрушение ВТСП коплексом спинон-дефект происходит за счет того, что холон из сверхпроводящей пары может виртуально обменяться цветом со спиноном. Это вполне аналогично подавлению обычной сверхпроводимости магнитными примесями, с той лишь разницей, что роль спина играет цвет.

1. Xiao G., Bakhshai A., Cieplak M.Z., Tesanovic Z., Chien C.L. // Phys. Rev. B. - 1989. - 39, n.1. - P.315-321.

2. Катаев В.Е., Куковицкий Е.Ф., Тейтельбаум Г.Б., Финкельштейн А.М. // Письма в ЖЭТФ. - 1990. - 51, вып.2.

3. Polyakov A.M. // Nucl. Phys. B - 1977. - 120, - P.429.

СII5

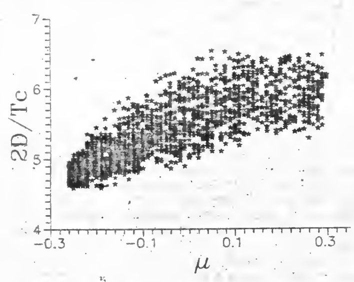
ОБ ОГРАНИЧЕНИИ НА ОТНОШЕНИЕ $2\Delta/kT_c$ В БОЗОННОЙ МОДЕЛИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Квачев А.А., Дьяченко А.И., Кочергин И.В.

Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк

Во многих туннельных экспериментах получено аномально большое отношение $2\Delta/kT_c$ для металлооксидных сверхпроводников: $2\Delta/kT_c>8$ (например, [I,2]). Покажем, что столь большие значения $2\Delta/kT_c$ в рамках бозонной теории невозможны. При етом не достигается к предел БКШ: $2\Delta/kT_c$ =3.52. Ограничимся изотропным пределом (чаще всего реализующимся в области туннельного контакта) и приближением Мигдала-Элиашберга. Для спектральной функции електрон-фононного взаимодействия $\alpha^2F(\omega)=\sum_i\alpha_i^2(\omega)F(\omega)$ используем известные данные о фононной плотности состояний $F(\omega)=\sum_i F_i(\omega)$, а функции электрон-фононной связи $\alpha^2_i(\omega)$ заменяем на константы, которые варьируем независимо друг от друга, но так, чтобы константа ЭФВ $\lambda=2\int\alpha^2F(\omega)\,d\omega$ заключалась в интервале $0{,}I<\lambda<6$. Для достижения максимальной статистической достоверности использовался метод Монте-Карло: параметры α_i^2, полагались случайными, равномерно распределенными величинами. Тем самым численно моделировался весь спектр возможных функций $\alpha^2F(\omega)$. Нефононный механизм спаривания учитывался эффективно перенормировкой кулоновского псевдопотенциала μ^*, что позволяет рассмотреть вклад в T_c плазмонных, экситонных и других высокочастотных бозеподобных возбуждений [3]. Для расчета T_c и параметра Δ уравнения Элиашберга для комплексных частот решались численно. Это позволяет полностью учесть эффекты [4], связанные с большим затуханием квазичастичных возбуждений. Эффективные значения μ^* находились самосогласованно при заданной величине T_c= 96 К ($YBa_2Cu_3O_7$). Результаты расчета (~ I500 вариантов спектра) приведены на рисунке. Очевидно, что при всех физически возможных значениях эффективного кулоновского псевдопотенциала $-0{,}3<\lambda<0{,}3$ отношение $2\Delta/kT_c<6{,}5$, т.е. приведенные в работах [I,2] значения $2\Delta/kT_c>8$

не реализуются ни при каком спектре ЭФВ $g(\omega)$ и дополнительном окочастотном бозеподобном механизме спаривания. Отметим, что не достигается также и БКШ-предел $(2\Delta/kT_c>4.5)$, т.е.при сильном бозеподобном спаривании фононы эффективно понижают величину T_c. Поэтому возможность обьяснения свойств ВТСП в рамках теории слабой связи [5] вызывает сомнение. Возможность достижения в металлооксидах сильного ЭФВ показана недавними расчетами параметра Макмиллана-Хопфелда, выполненными в приближении жесткого ячеистого МТ потенциала [6], согласно которым при взаимодействии с высокочастотными модами в металлооксидах возможны константы ЭФВ λ=I,5-2,5, обеспечивающие соответствующий диапазон T_c.



1. Bulaevskii L.N.,Dolgov O.V.et al.//Sup.Sci.Tech.-1988.-1.p205.
2. Muller K.A., Bednorz J.G.//Rev.Mod.Phys.-1988.-60,N3.-p.585.
3. Carbotte J.P.,Marsiglio F.//Phys.Rev.B.-1989.-39,N4.-p.2726.
4. Кулик И.О., Омельянчук А.Н.//Тез. докл. II Всесоюзной конференции по ВТСП. Киев.-I989.-томI.-с.8.
5. Little W.A.//Science.-1988.-242,N4884.-p.1390.
6. Papaconstantopoulos D.A. //J.Superc.-1989.-2,N2.-p.317.

CII6

СУПЕРСОЛИТОНЫ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУРАХ

Ю.С.Кившарь (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)
Т.К.Соболева (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

В последнее время возрос интерес к изучению слоистых сверхпроводящих структур, что связано с тем, что ряд ВТСП - соединений является слоистыми сверхпроводниками с джозефсоновским взаимодействием между слоями. Кроме того, монокристаллические сверхпроводники с регулярной двойниковой структурой можно рассматривать как систему чередующихся S и N слоев [1,2]. Мы будем рассматривать систему S-N слоев, полагая, что толщина S-слоев a превышает лондоновскую глубину проникновения λ. Во внешнем магнитном поле в такой сверхпроводящей структуре возникает решетка джозефсоновских вихрей, представляющая собой систему взаимодействующих флаксонных цепочек. В образовавшейся "упругой" магнитной решетке могут распространяться возбуждения магнитного потока как вдоль так и поперек S-слоев. Мы рассмотрим локализованные возбуждения флаксонной решетки называемые суперсолитонами. Распространяясь в направлении, перпендикулярном S-слоям, со скоростью, превышающей скорость распространения "магнитного звука", суперсолитонные возбуждения должны вносить существенный вклад в транспортные свойства слоистых сверхпроводников и монокристаллических ВТСП с двойниками. Заметим что ранее было предсказано теоретически и наблюдалось экспериментально в периодически модулированных длинных джозефсоновских переходах распространение суперсолитонов иного типа [3].

Уравнение для разности фаз φ_n на n-ом N-слое в безразмерных переменных имеет вид [1]:

$$\varphi_{n,tt} - \varphi_{n,xx} + \sin\varphi_n = \sum_{n} \gamma^{|n-m|} \varphi_{m,xx} \qquad (1)$$

Здесь $\gamma = \exp(-a/\lambda)$, $\varphi_{n,x} \equiv \partial\varphi_n/\partial x$, $\varphi_{n,t} \equiv \partial\varphi_n/\partial t$ ось X направлена вдоль слоев. При $\gamma = 0$ флаксонная решетка описывается выражением

$$\varphi_n(x,t) = \pi - 2am\left(\frac{x-\xi_n}{\kappa}, \kappa\right) \qquad (2)$$

где $am(u,\kappa)$- эллиптическая амплитуда, κ - ее модуль, однозначно определяемый внешним магнитным полем. При наличии взаимодействия образуется равновесная флаксонная решетка треугольного типа, в которой $\xi^0_{n+m} = \xi^0_n + \frac{1}{2}[1-(-1)^m]\kappa K(\kappa)$ Возбуждения такой системы удобно характеризовать величинами $\eta_n = \xi_n - \xi^0_n = \eta_n(x,t)$. Используя гамильтонов формализм теории возмущений, можно показать, что динамические уравнения для этих переменных имеют вид

$$0=\rho(\eta_{n,tt} - \eta_{n,xx}) + \sum_{m=2p} W'(\eta_n - \eta_{m+n}) + \sum_{m=2p+1} W'(\eta_n - \eta_{m+n} + \kappa K) \quad (3)$$

где

$$W'(z) = \frac{2\gamma^{|m-n|}}{\kappa^2} \frac{dn(z,\kappa)}{sn^2(z,\kappa)} \left[1 - \frac{cn^2 z}{K(\kappa)} \Pi(\kappa^2 sn^2 z \mid \kappa)\right) \quad (4)$$

$$W' = dW/dz$$

ρ - эффективная плотность вихревой решетки, $\rho = 4E(\kappa)/\kappa^2 K(\kappa)$, $K(\kappa)$, $E(\kappa)$, $\Pi(\alpha \mid \kappa)$ - полные эллиптически интегралы 1-ого, 2-ого и 3-го рода соответственно. Уравнения (3),(4) описывают распространение нелинейных возбуждений вдоль и поперек S-слоев. В пределе "плотной" флаксонной цепочки ($\kappa^2 \ll 1$) (3) сводится к синус-решеточному уравнению [4], которое имеет решение типа суперкинка

$$\eta_n = \frac{\kappa A}{2} \operatorname{arctg}[\exp(a\varkappa n - \Omega t)] \quad (5)$$

где A - произвольная постоянная, $\Omega^2 = \frac{\gamma\kappa^2}{2} sh^2 \varkappa a/2$. Суперкинк (5) демонстрирует при малых $\varkappa a$ ярко выраженные солитонные свойства, в частности, возможно почти упругое столкновение таких кинков [4]. Наконец, в случае малых отклонений от положения равновесия уравнение (3) в линейном пределе описывает возбуждения звукового типа, распространяющиеся со скоростями $v_{\parallel}^2 = 1$, $v_{\perp}^2 = c^2(\kappa) \sim \gamma H_e^{-2}$ (в безразмерных единицах), а в слабонелинейном случае имеют устойчивое решение, отвечающее движению суперкинка с зависящей от внешнего поля амплитудой и скоростью.

1. Волков А.Ф.//Письма в ЖЭТФ.-1989.-50, вып.3.-С.127-129.
2. Portis A.U., Blazey K.W., Müller K.A., Bednorz J.G.// Europhys. Lett. -1988.-5.-p.467-470.
3. Obcznov V., Ustinov A.//Phys.Lett.A.-1989.-139.- p.481-487.
4. Homma S., Takeno S.//J.Phys.Soc.Japan.-1987.-56.-3480-3492.

СII7 СВОБОДНЫЕ ЧАСТИЦЫ В МОДЕЛИ CuO_2 ЭМЕРИ - РЕЙТЕРА

А.И.Копелиович (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

Модель Эмери - Рейтера /I/ соответствует картине "дырок на кислороде" (O -дырок) в качестве носителей тока в CuO_2 плоскостях ВТСП-материалов, легированных кислородом. Движущаяся O - дырка сильно взаимодействует со спиновой системой неподвижных дырок, заполняющих d -состояния меди (Cu -дырок). Покажем, что, несмотря на взаимодействие, в определенной, вполне реалистичной области параметров модели носители являются почти свободными квазичастицами. Это квазичастицы не поляронного типа (как это имеет место в рамках предположений работ /2,3/), но характеризуются большой длиной корреляции между положением O -дырки и спиновой конфигурацией на узлах Cu .

Во втором порядке по амплитуде t перехода дырки между ближайшими атомами Cu и O эффективный гамильтониан модели /I/ содержит члены двух типов, соответствующие разным способам перехода O -дырки между ближайшими O -узлами α и β . Один из них состоит в том, что сначала Cu -дырка переходит в O -узел β , затем освободившееся место заполняется дыркой из узла α , амплитуда этого перехода $t_1 = t^2/\mathcal{E}$ ($\mathcal{E}$ - разница энергий одной дырки на O и на Cu). В другом случае сначала дырка из α узла переходит на Cu и, таким образом, здесь оказываются две дырки, затем одна из них переходит в узел β , соответствующая амплитуда $t_2 = t^2/(U_d - 2V - \mathcal{E})$ (U_d - энергия отталкивания двух дырок на Cu , V - отталкивание двух дырок на соседних узлах). В рамках модели Хаббарда, предполагающей сильное отталкивание на одном узле (модель /I/ требует неравенств $t \ll U_d, \mathcal{E}$), естественно предположить, что $\mathcal{E} \ll U_d$. При этом $t_1 \gg t_2$. В пределе $t_2 = 0$ точное и полное решение одномерной задачи с гамильтонианом /I/, как можно проверить, имеет вид

$$\Psi(\{\sigma_m\}, \alpha, \sigma) = \Psi_0(\{\sigma_{m-1}\} \text{ при } m < \alpha - 1,$$

$$\{\sigma_m\} \text{ при } m > \alpha, \sigma_{\alpha-\frac{1}{2}} = \sigma) \cdot e^{ip\alpha}, \quad (1)$$

$\varepsilon(P) = 2t_1 \cos P,$

где $\Psi_0(\{\sigma_m\})$ – произвольная функция "начальной" конфигурации $\{\sigma_m\}$ проекций σ_m спинов на меди, σ – проекция спина O -дырки, находящейся в α -ом узле (m – целые числа, α – полуцелое). Существование решения (I) связано с тем обстоятельством, что процесс перехода, описываемый членом с t_1, в одномерном случае полностью детерминирован и не зависит от проекций спина, так как дырки не встречаются на одном узле. O -дырка оставляет за собой след сдвинутых на один узел вперед по ее движению спинов Cu -дырок. Таким образом, если в отсутствие O -дырок конфигурация $\{\sigma_m\}$ была антиферромагнитной, то введение небольшого их числа портит антиферромагнитный порядок, сохраняя большой радиус спиновой корреляции.

При большем, чем одно числе измерений описываемое (I) однозначное соответствие между положением O -дырки и расположением спинов исчезает, так как между двумя точками O -дырка может пройти разными путями. Но, как можно показать, вследствие независимости амплитуды перехода от проекций спинов частица остается свободной. При малом $t_2 \neq 0$ появляется слабое рассеяние частицы на неоднородностях "начальной" спиновой конфигурации, последняя претерпевает изменения в результате рассеяния. У зоны (I) при $t_2 \neq 0$ имеется связанное состояние движущейся O -дырки с одним перевернутым относительно окружения спином; для случая $t_1 = 0$, $t_2 \neq 0$ можно доказать, что не возникает более сложных связанных комплексов.

1. V.J.Emery, G.Reiter //Phys.Rev.B- 1988.- 38, N7.-P.4547.
2. Л.И.Глазман, А.С.Иоселевич //Письма в ЖЭТФ. - 1988. - 47, вып. 9. - С. 464-467.
3. А.Ф.Барабанов, Л.А.Максимов, Г.В.Уймин // ЖЭТФ. - 1989. - 96, вып. 2(8). - С. 655-669.

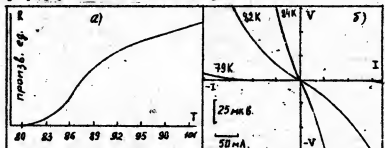
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ ВБЛИЗИ Тс

М.Б.Космына, Б.П.Назаренко, В.П.Семиноженко,
В.Л.Сидлев, В.Ф.Хирный.

ВНИИ Монокристаллов, Харьков

Поликристаллические образцы получали раствор-расплавным методом [I]. Предварительно синтезированный порошок состава $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ или $Bi_4Sr_3Ca_3Cu_4O_x$ (BSCCO) перемешивали с порошком KCl и загружали в тигель из Al_2O_3 в соотношении I:4. Тигель нагревали до 950-I000°С и затем медленно охлаждали до комнатной температуры. Флюс (KCl) растворяли в теплой воде, а образовавшуюся керамику подвергали кратковременному отжигу (2-3 ч) на воздухе при T ≳ 850°С. Образцы обладали явно выраженной текстурой. Плоскости (00I) кристаллитов BSCCO были параллельны поверхности расплава.

Измерение зависимости величины электросопротивления $R(T)$ проводили 4-х зондовым методом на образцах с размерами (Iх3хI0) 10^{-9} $м^3$. Контакты получали напылением Ag пленки. Температуру T измеряли термопарой $Cu + 0{,}1$ ат% $Fe + 0{,}02$ ат% Li/Cu проградуированной в НИИЭТРИ с интервалом в I К.



Как следует из поведения $R(T)$ (см.рисунок (а)) ΔT_c=I2,5 К, а Тс=87 К (Тс определяли по точке перегиба кривой). Величину плотности критического тока J_c определяли из измерений вольтамперных характеристик (ВАХ) на постоянном токе, (см.рис. б). Во избежание перегрева, исследовали лишь их начальный участок. $J_c = 7\cdot10^4$ А/м² при 78 К, см. [2]. Вблизи Тс наблюдали зависимость $J_c(T) \sim (1-T/T_c)^{3/2}$. Значению I_c соответствова-

ло появление падения напряжения $\lesssim 1,5 \cdot 10^{-6}$ в. Величину Tc определяли также электрополяцией значения J_c (T) к нулю и из кривой зависимости флуктуационного электр: сопротивления от T начиная с T $\lesssim$ 93 К [3] Для этого строился график температурной зависимости $1/R' = 1/R - 1/R_N = \Delta\sigma' = A \cdot \tau^{\lambda}$; і.е A константа, $\tau = (T - Tc) / Tc$, R – измеряемое сопротивление, R_N – сопротивление в нормальном состоянии, при T = 95 К. Полученное значение $\lambda = -1$ отображает тот факт, что вблизи Tc объемные образцы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ ведут себя как двумерные системы [4].

Литература

I. М.Б.Космына, Б.П.Назаренко. Препринт. Проблемы материаловедения, № 25, ВНИИ Монокристаллов, Харьков, 1989, с.9-12.

2. Zannella S. et al. - J. Less-Common Metals-(1989). 150. p. 39-45.

3. W.L. Masker, R.D. Parks, - Phys. Rev. B1, N5 (1970). p. 2164-2169.

4. A. Poddar et al. Physica C. 159 (1989). p. 231-238.

С119 ПОВЫШЕНИЕ T_c ЛОКАЛИЗОВАННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ СИСТЕМОЙ СТУПЕНЕЙ НА КОГЕРЕНТНОЙ ГРАНИЦЕ ДВОЙНИКА

Ю.А.Косевич (Всесоюзный научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума, Москва)

В последние годы было экспериментально обнаружено и исследовано явление повышения критической температуры сверхпроводящего перехода T_c в ряде металлических кристаллов, содержащих двойники [1, 2]. В работах [2, 3, 4] это повышение связывалось с появлением локализованной сверхпроводимости (ЛС) в области вблизи границы двойника за счет локального увеличения константы электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), однако причина такого увеличения до сих пор неясна.

В данной работе рассматривается возможный механизм возникновения ЛС, при котором источниками локального повышения константы ЭФВ являются ядра ступеней (двойникующих дислокаций) на когерентной границе двойника в случае, когда последняя не совпадает с плоскостью двойникования кристалла. Как показывают математические модели структуры ядра двойникующих дислокаций [5], кристаллическая решетка в этой области растянута, что может служить причиной локального увеличения константы ЭФВ. Кроме того, вблизи линии двойникующей дислокации могут возникать локализованные электронные состояния [6], локально увеличивающие плотность состояний и безразмерный параметр ЭФВ. При этом когерентные участки границы двойника не приводят к дополнительному поверхностному рассеянию электронов проводимости, что в совокупности с локальным увеличением константы ЭФВ вблизи коров ступеней может привести к повышению T_c ЛС на границе двойника, не совпадающей с плоскостью двойникования кристалла. Отметим, что локализация параметра порядка на сетке дислокаций несоответствия недавно была экспериментально обнаружена в сверхпроводящих сверхрешетках [7,8].

В случае, когда расстояние между соседними ступенями на границе двойника меньше сверхпроводящей корреляционной длины $\xi(T)$, что имеет место во всех исследованных двойниковых металлических кристаллах [2], система ступеней может привести к когерентной ЛС вблизи особой поверхности кристалла. Рассматриваемый механизм индуцирования ЛС приводит к зависимости температуры перехода T_c ЛС от угла ориентации α границы двойника отно-

сительно плоскости двойникования кристалла. Зависимость $T_c(\alpha)$ наблюдается в последних экспериментах по ЛС в олове [9].

Превышение критической температуры $\Delta T_c = T_c - T_{co}$ возникновения ЛС над температурой объемного перехода T_{co} мало ($\Delta T_c \ll T_{co}$), а диаметр b области вблизи линии ступени, где усиливается куперовское спаривание, имеет порядок нескольких межатомных расстояний, что существенно меньше корреляционной длины $\xi(T)$. Поэтому рассматриваемое явление можно описать в рамках функционала Гинзбурга-Ландау, содержащего сумму дополнительных δ-функционных слагаемых, учитывающих усиление константы ЭПВ вблизи линий ступеней вида $-\gamma\delta(\vec{r}-\vec{r}_i)|\Psi|^2$, где $\vec{r}_i$ - двумерный радиус-вектор, характеризующий положение линии i-й ступени, $\Psi(r)$ - комплексный сверхпроводящий параметр порядка, $\gamma > 0$ - параметр, описывающий локальное увеличение константы ЭЭВ (ср. [4]). В случае, когда расстояние ℓ между линиями ступеней на границе двойника меньше корреляционной длины $\xi(T_c)$, для определения T_c получаем уравнение

$$\frac{1}{\xi(T_c)} = 2m\frac{\gamma}{\ell}\left[1 - A\gamma m \ln(\ell/b)\right],$$

где положительный коэффициент $A \sim 1$. Величина ℓ связана с углом наклона $\alpha \ll 1$ границы двойника относительно плоскости двойникования и высотой ступени $h \sim b$: $\alpha = h/\ell$, поэтому для одиночной границы рассматриваемый механизм индуцирования ЛС приводит к зависимости $\Delta T_c \sim \alpha^2[1 - 2A\gamma m \ln(1/\alpha)] \simeq \alpha^2$. В случае же системы параллельных двойниковых границ на расстоянии $d \ll \xi(T_c)$ друг от друга (двойниковая сверхрешетка) получаем $\Delta T_c \sim 1/(d\ell) \sim \alpha/d$ - в отличие от одиночной плоскости двойникования ($d \gg \xi(T_c)$).

I.Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н.//Письма ЖЭТФ.-1981.-33,вып.3.С.167
2.Хлюстиков И.Н.,Буздин А.И.//УФН.-1988.-155,вып.I.-С.47.
3.Набутовский В.М.,Шапиров Б.Я.//ФНТ.-1981.-7,вып.9.- С.855.
4.Буздин А.И.,Булаевский Л.Н.//Письма ЖЭТФ.-1981.34,вып.2.С.118
5.Бойко В.С., Гарбер Р.И., Петров Н.Н., Соловьев А.В.//ФТТ, - 1976.- 18, вып.12.- С.3113.
6.Лифшиц И.М.,Пушкаров Х.И.//Письма ЖЭТФ.-1970.-II,вып.9.-С.456
7.Миронов О.А. и др.//Письма ЖЭТФ.-1988.- 48, вып.2.- С.100
8.Миронов О.А. и др.//Письма ЖЭТФ.- 1989.- 50, вып.6.- С.300
9.Хлюстиков И.Н.//ЖЭТФ.- 1989.- 96, вып.6(12).- С.2073.

C120 МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДНИКОВ СО СПАРИВАНИЕМ D-ТИПА

И.Г.Крыжановский (Лаборатория ВТСП, физ. фак. МГУ, Москва)*

Несмотря на то, что во многих работах (ср.[1]-[2]), при учете соответствующей симметрии кристаллов, был предложен ряд возможных анизотропных сверхпроводящих состояний, природа ВТСП и сверхпроводимости тяжело-фермионных систем остается пока неизученной. Однако, в силу того, что параметр порядка анизотропных синглетных или триплетных-сверхпроводников (в отличие от изотропных БКШ-систем) обладает дополнительными степенями свободы, предполагается что анизотропные состояния отвечают за сверхпроводимость в этих соединениях.

Цель настоящей работы -изучение, в рамках микроскопической модели слабой связи, критического поведения анизотропного сверхпроводника II рода со спариванием типа D (т.е. для параметра порядка предполагаем: $\Delta(\hat{p}) = B_{ij}\,\hat{p}_i\hat{p}_j$, $B = B^{tr}$, $Sp\,B = 0$) при наличии внешнего магнитного поля. Взаимодействие магнитного поля с электронами приводит к подавлению сверхпроводимости из-за орбитального эффекта -появление решеточной вихревой структуры и верхнего критическго поля H_{c2}, а также из-за влияния на спин куперовской пары -парамагнитный предел.

Обобщение квазиклассических уравнений Эйленбергера и предположение пространственной структуры параметра порядка аналогично с абрикосовским матричным вихревым решением приводит к соответствующему функциональному уравнению, собственные значения которого определяют H_{c2}. Оказывается, что решения искомого типа существуют лишь для состояний, в которых параметр порядка пропорционален сферическим гармоникам $|21\rangle$ и $|22\rangle$, т.е. $\Delta_{\langle 21\rangle}(p) \sim p_z(p_x+ip_y)$ и $\Delta_{\langle 22\rangle}(p) \sim (p_x+ip_y)^2$. При наличии магнитного поля **H** и сверхтока со скоростью **v** ∥ **H**, $H_{c2}^{\langle 2l\rangle}$ определяется со следующего уравнения:

$$\ln\left(\frac{T_k}{T}\right) = 2\pi T\sum_{\nu>0}\left[\frac{1}{|\omega_\nu|} - 5\int_0^{+\infty} dz\,\exp\left[-2z|\omega_\nu|\right]\int_{-1}^{+1} dx\, f_l(x)\cos(2\gamma H)\right.$$
$$\left.\exp\left[2imv_F|v|zx - 2v_F^2 eH_{c2}^{\langle 2l\rangle}z^2(1-x^2)\right]\right], \qquad (1)$$

где $l=1,2$; $f_1(x)=3x^2(1-x^2)/2$, $f_2(x)=3(1-x^2)^2/8$.

На рис.1 приведены температурные зависимости H_{c2}, для состояний

|21> и |22> ($\nu=n=0$). Следует отметить, что указанные состояния обладают аксиальной симметрией и угловая зависимость так H_{c1}, как и H_{c2} соответствуют результатам работ [3]-[4]. Поскольку параметр анизотропии массы $\epsilon=m_{\parallel}/m_{\perp}=2/3$ для |21> и $\epsilon=3$ для |22>-состояния, система |21> является квазиодномерным, а |22> слоистым сверхпроводником.

Решая следущее уравнение для параметра порядка:

$$\Delta_{|2i\rangle}=\frac{5}{2}\lambda\Delta_{|2i\rangle}\pi T\sum_{\nu}\mathrm{Re}\int_0^1 dx\, f_i(x)\left[(\omega_\nu-ih)^2+\Delta^2_{|2i\rangle}f_i(x)\right]^{-1/2}, \tag{2}$$

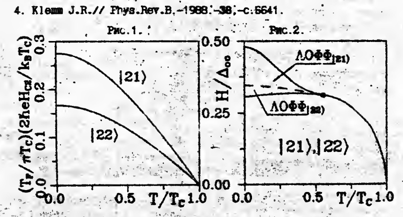
построена фазовая диаграмма системы, которая приведена на рис.2. Одновременно учтена возможность возникновения неоднородных состояний типа Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла. В однородной фазе, в рамках модели слабой связи, свободные энергии состояний |21> и |22> совпадают.

Сравнивая орбитальные и парамагнитные свойства обеих состояний, замечаем, что величины критических полей для состояния |21> больше чем для состояния |22>. Однако, исследуя влияние сверхтока, можно убедиться в том, что для скоростей сверхтока сравнимых с амплитудой магнитного поля, эта картина меняется, и состояние |22> является более стабильным, чем |21>.

---

*(Вроцлавский политехнический институт,Польша)

1. Воловик Г.Е., Горьков Л.П.// ЖЭТФ.-1985.-8.,-с.1412.
2. Sigirst M., Rice.T.M.// Z.Phys.B -1987.-39,-c.9.
3. Балацкий А.В.,и др.//ЖЭТФ.-1986.-90,-с.1478.
4. Klemm J.R.// Phys.Rev.B.-1988.-38,-c.6641.



C121 ПЕРОКСИДНАЯ МОДЕЛЬ : ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ КУПЕРОВСКИХ ПАР В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Кривошей И.В.

Госуниверситет им. А.М.Горького, г.Харьков

I. Нестехиометрический лабильный кислород играет исключительную роль в возникновении ВТСП. В /I-3/ утверждается, что часть такого кислорода ВТСП присутствует в виде молекулярного диамагнитного пероксид-иона O_2^{2-}, стабилизируемого катионами Ca^{2+}, Sr^{2+}, Ba^{2+} и образующегося по реакции: $Cu^{1+} + \frac{1}{2}O_2 \rightleftarrows Cu^{2+} + \frac{1}{2}O_2^{2-}$, либо по альтернативному механизму: $O^{2-} + \frac{1}{2}O_2 \rightleftarrows O_2^{2-}$. Двухзарядный ион O_2^{2-} молекулярный образ двух дырок $3d^9$ в валентной зоне ионного кристалла ВТСП или $V_k e$ -бицентр. Взаимодействующая пара дырок и электронов на O_2^{2-} вызывает локальное ромбическое искажение решетки ВТСП, приводя к автолокализации носителей. Таким образом, в диэлектрической фазе ВТСП в основном состоянии существует автолокализованная "четверка" частиц с полным спином $S = 0$. В (I23)-$O_{6.5}$ системе "формула фазы" $Y_1Ba_2Cu_2^{2+}Cu_{0.5}^{1+}Cu_{0.5}^{2+}O_6[O_2^{2-}]_{0.25}$
2. Решающую роль в "диссоциации четверки" на свободно перемещающиеся по кристаллу ВТСП дырки и электроны играет молекулярный лабильный кислород, растворяющийся в решетке /2,3/. Такой кислород размещается вблизи свободных вакансий, соседних с узлами, занятыми пероксид-ионами O_2^{2-}. Заполнение вакансий неизбежно приводит к образованию кислород-пероксидных цепочек ...$-O_2^{2-}-O_2^{0}-O_2^{2-}-$... по двумерным a, b - направлениям. Между акцептором O_2^{0} и "донором" O_2^{2-} возникает достаточно сильное перекрытие молекулярных волновых функций, приводящее к переносу заряда с O_2^{2-} на O_2^{0} и делокализации электронов вдоль цепочки /2,3/: ...$-O_2^{2-}-O_2^{0} \rightleftarrows$ ...$O_2^{-}-O_2^{-}$... При такой делокализации электронный уровень "всплывает" в зоне проводимости, оставляя частично заполненную дырками валентную зону. Обе эти зоны перекрываются. Существование двух типов носителей и двух зон объясняет линейный температурный ход сопротивления и уменьшение эффективного полного числа носителей в ВТСП при снижении температуры /4/. Для иттриевой (I23)-системы "формула проводящего состояния" $Y_1Ba_2Cu_2^{2+}Cu_1^{1.5+}O_6[O_2^{-}]_{0.5}$.
3. Делокализация электронов сопровождается делокализацией дырок в цепочках ...$-2Cu^{1.5+}-O_2^{-}-2Cu^{1.5+}$... Сверхпроводящему переходу предшествует фазовый переход металл-диэлектрик, вызывающий локализацию

дырок в валентной зоне $...-2Cu^{2+}-O_2^{-}-2Cu^{1+}...$ Сегрегация дырок сопровождается квазилокализацией электронных пар в зоне проводимости: $...-O_2^{-}-O_2^{-}-O_2^{-}... \rightarrow ...O_2^{2-}-O_2^{0}-O_2^{2-}...$ за счет притяжения электронных пар на O_2^{2-} к локализованным чередующимся дыркам $Cu^{2+}(3d^9)$. Электростатическое притяжение, стабилизирующее синглетную пару на O_2^{2-}, в данном случае играет роль, аналогичную электрон-фононному притяжению в модели БКШ. Подвижные синглетные куперовские пары "живут" на O_2^{2-} конечное время и испытывают бозе-конденсацию при температуре /2,3/:

$$T_c = 1.66 \frac{\hbar^2}{m^* k_Б} \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} \quad (I)$$

Здесь m^* – удвоенная эффективная масса электрона в цепочке $...-O_2^{2-}-O_2^{0}-...$, $k_Б$ – константа Больцмана, $n/2$ – число электронных пар, определяемое через нестехиометрический коэффициент y ВТСП формулой /2,3/: $n/2 = (\rho/2M) y N_0$, где ρ – решеточная плотность, M – молекулярная масса, N_0 – число Авогадро. Применение (I) для (I23)-системы и (La, Sr)-керамики дает значение $T_c \approx 90$ К и $T_c \approx 40$ К соответственно. Тепловая волна де Бройля $\lambda = (2\pi\hbar^2/m^* T_c)^{1/2}$ того же порядка, что и среднее расстояние между парами ~I0 Å, что оправдывает использование (I). Токовое сверхпроводящее состояние возникает при переносе связанной пары электронов с O_2^{2-} на свободные уровни синглетного кислорода O_2^{Δ}: $...-O_2^{2-}-O_2^{\Delta}-O_2^{2-}-... \rightarrow ...O_2^{\Delta}-O_2^{2-}-O_2^{\Delta}...$. Синглетное состояние $^1\Delta$ – следствие линейного штарковского расщепления вырожденных π_g^*-уровней O_2 в электрическом поле E ионного кристалла ~10^7–10^8 В/см. Величина расщепления $\Delta = |(P \cdot E)| \sim 0{,}01$ эВ, где P – величина дипольного момента O_2 в кристалле ВТСП/4/. Размер пары ~ 2 Å, среднее расстояние между парами ~ I0 Å. Термохимический радиус $O_2^{2-} \approx 2$ Å. "Формула сверхпроводящего состояния" для (I23) системы: $Y_1 Ba_2 Cu_2^{2+} Cu_{0.5}^{1+} Cu_{0.5}^{2+} O_5 [O_2^{2-}]_{0.25} [O_2^{\Delta}]_{0.25}$. Синглетный кислород O_2^{Δ} входит, как и O_2^{2-} в фрагменты структуры $...2Cu^{2+}-O_2^{\Delta}-2Cu^{1+}...$ Градиент поля E (I⁺,2⁺) поляризует O_2 и O_2^{2-}, создавая дипольный момент P и расщепляет вырожденные π_g^*-уровни на величину Δ. При $T < T_c$ пары на O_2^{2-} перемещаются в поле по свободным уровням O_2^{Δ}, перекрывающимся с π_g^*-уровнями O_2^{2-}.

I. Кривошей И.В.//ДАН СССР.-1988.-302, №4.-С.866-870.
2. Кривошей И.В.//ФНТ.-1989.-I5, №5.-С.527-532.
3. Кривошей И.В.//ДАН СССР.-1989.-309, №I.-I33-I36.
4. Кривошей И.В.//Всесоюз.конф."Физика и химия ВТСП".Харьков, 1989.-С.20-42.

CI22 СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КОНДЕНСАТОВ Be-H и Be

В.М.Кузьменко, В.И.Мельников, А.И.Судовцов
(Харьковский физико-технический институт АН УССР, г.Харьков)

Осаждением паров бериллия в остаточной атмосфере водорода (при давлении $\sim 4{,}7.10^{-5}$ Па) на охлаждаемую жидким гелием подложку получены низкотемпературные конденсаты бериллия, содержащие $\leqslant$ I ат.% водорода (НТК Be-H) толщиной до I30 нм. Для НТК Be-H толщиной больше 25 нм температура перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) составляет $\sim$ I0 К, ΔT_c=0,I-0,3 К, а удельное электросопротивление в нормальном состоянии ρ =250$\pm$30 мкОм.см. Из температурной зависимости критического магнитного поля (вблизи T_c) для НТК Be-H найдена плотность состояний на поверхности Ферми $N(0) \simeq 16{,}3.10^{46}$ дж$^{-1}$м$^{-3}$. Показано, что высокие значения T_c изученных НТК Be-H обусловлены в основном повышенным (примерно в 2,7 раза), по сравнению с ГПУ-Be, значением $N(0)$. Ранее было найдено /I/, что чистые (без примеси водорода) низкотемпературные конденсаты бериллия (НТК Be) характеризуются резким уменьшением значений T_c по мере увеличения их толщины (d) больше $\sim$9 нм (рис.IА, светлые кружочки).

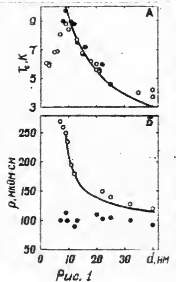


Рис. 1

Темные кружочки на рис.IА соответствуют пленкам Be, каждая из которых, в отличие от /I/, получена нами в режиме непрерывного испарения. На рис.IБ показана зависимость удельного электросопротивления НТК Be от их толщины в свежесконденсированном состоянии (светлые кружочки) и после кристаллизации при T $\leqslant$ 30 К. Результаты качественно не зависят от скорости конденсации Be (0,2-I,5 нм/с) и агрегатного состояния навески (твердая или расплавленная).

На основании полученных результатов предлагается модель структуры НТК бериллия, отличаю-

щаяся от предложенной в работе /2/. Представляется, что НТК Be-H аморфны и гомогенны в исследованном интервале толщин за счет стабилизации аморфной фазы примесью водорода; чистые НТК Be состоят из прилегающего к подложке аморфного слоя толщиной d_s (зависящей от чистоты образцов) и поверхностного слоя ГПУ-Be толщиной $d_n = d - d_s$. Для этой модели теория эффекта близости /3/ дает зависимость $T_c(d)$, показанную на рис. IA сплошной линией. Рассчитанная для этой же модели зависимость $\rho(d)$ также показана сплошной линией на рис. IБ. Параметры, использованные в расчетах: а) для нижнего сверхпроводящего слоя d_s =9 нм, T_c=10 К, $N(0)=16,3 \cdot 10^{46}$ $дж^{-1}м^{-3}$, ρ =250 мкОм.см; б) для верхнего кристаллического слоя $d_n = d - d_s$, T_c=0,026 К, $N(0)=6 \cdot 10^{46}$ $дж^{-1}м^{-3}$, ρ =100 мкОм.см. Как видно из рис. I, согласие экспериментальных точек с расчетными кривыми удовлетворительное, что свидетельствует в пользу реальности предложенной модели.

1. Лазарев Б.Г., Кузьменко В.М., Судовцов А.И., Мельников В.И. // ФММ. - 1971. - 32, вып.1. - С. 52-57.
2. Buck V // Zs. Phys - 1979. - B33, N4 - P. 349-355.
3. Minnigerode G. // Zs. Phys - 1966. - 192, N4 - S. 379-408

C123 ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС НА ^{19}F В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МЕТАЛЛОКСИДАХ С ДЫРОЧНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

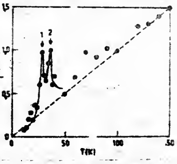
Е. Ф. Куковицкий, Л. И. Медведев, Р. Г. Мустафин, Г. Б. Тейтельбаум
(Физико-технический институт АН СССР, Казань)

Замещение кислорода на другие анионы дает важную информацию о носителях тока в высокотемпературных сверхпроводниках и позволяет синтезировать их новые разновидности. Замена кислорода фтором, которая выполнена в настоящей работе, имеет важные особенности. Во-первых, ионы фтора F^{-1} и кислорода O^{-2} имеют одинаковую внешнюю оболочку с конфигурацией p^6. Во-вторых ядро ^{19}F со спином I=1/2 и большим гиромагнитным отношением не имеет квадрупольного момента. Это обстоятельство, облегчающее наблюдение ЯМР на фторе, позволило нам исследовать спиновую релаксацию ядер фтора в сверхпроводящей лантан-стронциевой керамике [1]. Наконец, замена кислорода фтором в соединении Nd_2CuO_4 превращает его в сверхпроводник с электронной проводимостью [2], который также был исследован нами методом ЯМР.

С целью установления температур сверхпроводящего перехода в синтезированных нами по стандартной технологии образцах изучалось поведение диамагнитной восприимчивости. Почти все образцы испытывали фазовый переход при двух температурах: первый -при температуре 38К, второй - при температуре 28К. Это обстоятельство может быть интерпретировано как наличие двух фаз с различным расположением фтора, не проявляющимся в рентгеновских данных. В связи с тем, что ионные радиусы F^{-1} и O^{-2} совпадают можно ожидать, что фтор садится в позиции кислорода. При этом существуют две возможности: замещение кислорода в вершинах октаэдра CuO_6 и замещение кислорода в плоскости CuO_2.

ЯМР исследования проводились на спектрометре СХР-100 фирмы Bruker на частоте 57 МГц в диапазоне температур 12-300К. Измерения ядерного спинового эха позволили определить слабо зависящее от температуры поперечное время релаксации $T_2=1,6\cdot10^{-5}$с. Методом насыщения последовательностью 90° импульсов были выполнены исследования продольной ядерной релаксации. Насыщение продольной намагниченности хорошо описывается суммой двух временных экспонент, что, по-видимому, объясняется наличием двух неэквивалентных позиций атомов фтора F(1) и F(2). Соответственно времена продольной релаксации обозначим $T_1(1)$ и $T_1(2)$. $T_1(2)$ короче $T_1(1)$ и слабо зависит от температуры

в высокотемпературной области. Скорость релаксации $1/T_1(1)$ (См. рис.) при $T > T_c$ падает с температурой по типичному для релаксации через носители тока линейному закону Корринги. После перехода в сверхпроводящее состояние (28К и 38К) скорость релаксации $[1/T_1(1)]_s$ резко увеличивается, испытывая характерный подскок, связанный с увеличением плотности состояний при образовании щели вблизи уровня Ферми. Два подскока при различных температурах



коррелируют с двумя температурами перехода, обнаруженными по поведению диамагнитной восприимчивости, и связаны, по-видимому, с существованием двух типов областей, с характерными размерами больше длины когерентности $\xi \simeq 2 \cdot 10^{-7}$ см., отличающихся содержанием фтора. В каждой из этих областей релаксация происходит со своей скоростью. В эксперименте же, за счет спиновой диффузии наблюдается усредненная на диффузионной длине $L_s = (D \cdot T_1)^{1/2}$ намагниченность, в релаксации которой проявляются оба подскока. Считая что коэффициент спиновой диффузии $D_s \simeq a^2/T_2$, для $a = 3,7 \cdot 10^{-8}$ см, измеренных $T_2 = 1,6 \cdot 10^{-5}$ с, $T_1 = 1$ с получим $L_s \simeq 9 \cdot 10^{-6}$ см. При температурах ниже $T_{co} = 28$К скорость релаксации $[1/T_1(1)]_s$ уменьшается как $\exp(-\Delta/kT)$ и можно определить $2\Delta/kT_c = 3,0 \pm 0,5$. Наши данные позволяют предположить, что F(1) замещает кислород в плоскости CuO_2. Наблюденные особенности релаксации ядер фтора свидетельствуют об изотропном характере сверхпроводящей щели, то есть о S-спаривании носителей тока – p-дырок.

Исследования ЯМР в электронном сверхпроводнике Nd-Cu-O(F) показали, что ядерная релаксация осуществляется через электронные спины неодима. Температурная зависимость ее скорости подобна зависимости соответствующей электронной восприимчивости.

1. Кукоѣицкий Е.Ф., Медведев Л.И., Мустафин Р.Г., Тейтельбаум Г.Б. //Письма в ЖЭТФ-1989.-50,-стр.424-427.
2. James A.C.W.P., Zahurak S.M., Murphy D.W. //Nature-1989.-338-р.240.

CI24

СПАРИВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ОКСИДАХ И ГИДРИДАХ МЕТАЛЛОВ

И. О. Кулик (Физико-технический институт низких температур АН УССР, г. Харьков).

Оксиды типа $Ba_{1-x}K_xBiO_3$, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и др. и гидриды $Pd(Ag,Cu,Au)H_x$ обнаруживают сверхпроводимость с высокими точками перехода (порядка 30-100К и 17К, соответственно) несмотря на то, что все входящие в их состав элементы вообще не являются сверхпроводниками. Мы исходим из предположения, что в этих соединениях реализуется ситуация металлического кислорода (или металлического водорода) в каркасе матрицы, образованной остальными элементами [1]. Перекрывание орбиталей кислорода [2] приводит к металлической проводимости и сверхпроводимости этих соединений. Отличие рассматриваемых "электроотрицательных" металлов с решеткой ионов O^{2-} (или соответственно H^-, известно, что водород в соединении с металлами является электроотрицательным) и облаком дырок, от стандартных "электроотрицательных" металлов с ионами M^+ (M - металл) и коллективизированными электронами заключается в том, что из-за относительно слабого перекрывания волновых функций соседних узлов ширина их зоны проводимости существенно зависит от заполнения атомных состояний. Интеграл перехода между ближайшими узлами i и j в решетке равен

$$t_{ij} = t - wn_i - wn_j , \qquad (1)$$

где n_i, n_j - числа заполнения состояний i, j. Соответствующий такой зависимости гамильтониан взаимодействия p_x, p_y орбиталей кислорода в купратной плоскости металлооксидного сверхпроводника имеет вид

$$H_{int} = w \sum_{\langle ij\rangle_x \sigma} p^+_{xi\sigma} p_{xj\sigma} (p^+_{yi\bar\sigma} p_{yi\bar\sigma} + p^+_{yj\bar\sigma} p_{yj\bar\sigma}) +$$

$$w \sum_{\langle ij\rangle_y \sigma} p^+_{yi\sigma} p_{yj\sigma} (p^+_{xi\bar\sigma} p_{xi\bar\sigma} + p^+_{xj\bar\sigma} p_{xj\bar\sigma}) , \qquad (2)$$

причем $w \sim t$. Взаимодействие w приводит к эффекту Купера - спариванию состояний p_x, p_y на одном узле с амплитудой

$$\Delta = w\langle a_{i\uparrow} b_{i\downarrow}\rangle , \qquad (3)$$

и на разных узлах с амплитудой

$$D = w \sum_{j_x} \langle a_{j\uparrow} b_{i\downarrow} \rangle + w \sum_{j_y} \langle a_{i\uparrow} b_{j\downarrow}\rangle , \qquad (4)$$

при этом энергетическая щель зависит от импульса

$$d_k = D + 2\Delta (\cos k_x a + \cos k_y a), \qquad (5)$$

В пределе слабого взаимодействия температура перехода выражается соотношением

$$T_c \sim t \exp(-t / |w| f(w)) \qquad (6)$$

с $f(w) \sim 1$. Экстраполяция к случаю $w \sim t$ дает весьма большие значения критической температуры. Магнитные ионы (в частности, Cu^{2+}), ионы обнаруживающие реакцию диспропорционирования ($2Bi^{4+} \rightarrow Bi^{3+} + Bi^{5+}$), беспорядок в кислородной решетке и ее квазидвумерность снижают T_c.

Хотя природа сверхпроводимости не связана с фононами (и более того, вообще с экситонами), картина сверхпроводящего спаривания в общих чертах близка к картине сверхпроводимости БКШ. Отличия обусловлены другими факторами когерентности, определяющими кинетические свойства, анизотропией щели, ролью двумерных флуктуаций и возможностью существования, наряду с делокализованными парами, также локальных электронных пар

1. И.О Кулик. Сверхпроводимость: физика, химия, техника. - 1989 - 2, С.175-179.

2. N. Nucker, J. Fink, J.C. Fuggle et al. Phys. Rev. - 1988 - B 37, P.5158-5163.

C125 **ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НЕФОНОННЫМ МЕХАНИЗМОМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ**

Кулик И.О. Смельянчук А.Н.
Физико-технический институт низких температур АН УССР г.Харьков

Для выяснения природы сверхпроводимости металлооксидных соединений с высокими точками перехода T_c важным является вопрос о роли электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Данные об изотопическом эффекте в высокотемпературных сверхпроводниках указывают на аномально малую величину показателя изотоп-эффекта $\alpha=-\partial\ln T_c/\partial\ln M$ (M - масса атома), причем значение α тем меньше, чем выше критическая температура T_c [1]. Это свидетельствует в пользу нефононного механизма, или по крайней мере его преобладающего вклада в формирование сверхпроводящего состояния.

В данной работе изучен изотопический эффект в рамках феноменологической модели с электрон-электронным притяжением λ_o, имеющим нефононное происхождение, и электрон-фононным взаимодействием λ_{ph}. Эффекты сильной электрон-фононной связи рассмотрены в рамках схемы Элиашберга [2], при этом учтен вклад ЭФВ не только в парный потенциал взаимодействия (основной вклад ЭФВ в "низкотемпературных" сверхпроводниках), но и прямое влияние фононов на энергетический спектр спаривающихся носителей. Взаимодействие λ_o описывается в приближении БКШ и приводит к критической температуре $T_{co}\simeq\varepsilon_o\exp(-1/\lambda_o)$ (ε_o - энергия обрезания, имеющая масштаб характерных электронных энергий). При учете ЭФВ величина T_c отличается от T_{co} и определяется уравнениями:

$$\ln\frac{T_c}{T_{co}} = -\sum_m\frac{(Z_m-1)}{|2m+1|Z_m}+\sum_m\frac{\phi_m}{|2m+1|Z_m}, \quad (1)$$

$$\phi_m-\sum_n K(m-n)\frac{\phi_n}{|2n+1|Z_n} = \sum_n K(m-n)\frac{\phi_n}{|2n+1|Z_n}. \quad (2)$$

Фононное ядро K и функция перенормировок Z имеют стандартный вид:

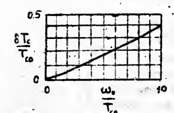
$$Z_m = 1 + \frac{1}{(2m+1)} \sum_n \mathrm{sign}(2n+1) K(m-n), \quad K(m-n) = 2\int \frac{\omega^2 g(\omega)\, d\omega}{\omega^2 + 4\pi^2 T_c^2 (m-n)^2},$$

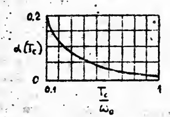
здесь $g(\omega)$ – спектральная функция ЭФВ.

Первое слагаемое в правой части (I) описывает уменьшение T_c за счет эффектов затухания, а второе – отвечает вкладу ЭФВ в парный потенциал взаимодействия, увеличивающему T_c. Затухание электронных состояний за счет ЭФВ существенно в случае, когда критическая температура T_c порядка дебаевской температуры θ_D, при этом оба вклада сравнимы по абсолютной величине. В пределе $\theta_D/T_c \to 0$ происходит их компенсация [3] и фононы не изменяют критической температуры T_{co}. Из уравнений (I-2) в эйнштейновской модели фононного спектра с частотой фононов ω_o для показателя изотоп-эффекта α имеем

$$\alpha = \begin{cases} \lambda_{ph}\omega_o^2/(\pi^2 T_{co}^2) & \text{при} \quad \omega_o \ll T_{co}, \\ \lambda_{ph}/\lambda_o & \text{при} \quad T_{co} \ll \omega_o, \lambda_{ph} \ll I. \end{cases}$$

Ниже приведены зависимости $\delta T_c = T_c - T_{co}$ от отношения ω_o к T_{co} и $\alpha(T_c)$ при $\lambda_{ph}=0.I$, полученные решением уравнений (I-2):





I. Allen P.B.,//Nature.1988.n.335,p.258.
2 Элиашберг Г.М.,//ЖЭТФ.1960.т.38,с.966 .
3. Каракозов А.Е.,Максимов Е.Г.,Машков С.А.//ЖЭТФ.1975. т.68, с.1937.

CI26 ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Bi-СОДЕРЖАЩИМИ ПЛЕНКАМИ ВТСП

Ю.А.Кумзеров,М.Е.Лещенко,С.Г.Романов,А.В.Суворов
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР,Ленинград

Вопросы, связанные с детектированием оптического излучения гранулярными пленками ВТСП, изучены к настоящему времени недостаточно, в особенности это относится к Bi-содержащим пленкам. Основные проблемы – это механизм взаимодействия оптического излучения с многосвязной джозефсоновской средой /МДС/ и участие в детектировании слабых связей. В настоящей работе приведены результаты исследования оптического отклика Bi-содержащих пленок, проведено сравнение его с откликом на микроволновое излучение, высказаны соображения о механизме детектирования.

Использованные в работе пленки были получены ионным распылением и содержали после отжига в потоке O_2 до 90% фазы 2212. Образцы представляли собой пленку толщиной 0,3÷0,9мкм, нанесенную на подложку из MgO. В качестве источника оптического излучения был использован светодиод /λ=800нм/, установленный непосредственно над пленкой. Измерение откликов $\Delta U_{опт}$ и $\Delta U_{СВЧ}$ было проведено по стандартной модуляционной методике.

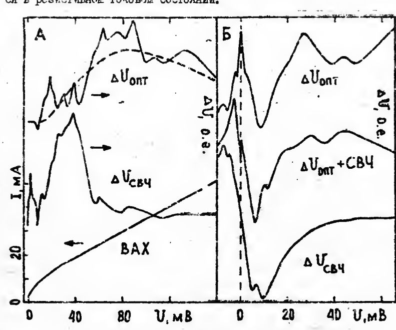
Исследованные образцы имели растянутый от 90 до 60К сверхпроводящий переход. В этом диапазоне температур воздействие оптического излучения уменьшает сопротивление пленки, что как бы соответствует стимуляции сверхпроводимости, в то время как СВЧ излучение и магнитное поле увеличивают сопротивление.

При Т=4,2К вольт-амперная характеристика /ВАХ/ пленок имеет вид, характерный для МДС, имеющих большой разброс параметров слабых связей. Оптический отклик, снятый в зависимости от положения рабочей точки на ВАХ рис.А, состоит из широкого максимума, на фоне которого видна отчетливо выраженная структура, причем с уменьшением мощности падающего излучения амплитуда распределенного максимума спадает быстрее, чем амплитуды локальных особенностей. Максимум $\Delta U_{опт}$ расположен при напряжении смещения значительно большем, чем область максимальной кривизны ВАХ, т.е. классический механизм детектирования исключается.

На наш взгляд представляется возможным связать наблюдаемый отклик $\Delta U_{опт}$ с процессами, происходящими в межгранульных слабых связях, поскольку подавление сверхпроводимости под действи-

ем излучения должно в первую очередь сказаться на них. Об этом же говорит подавление отклика в магнитных полях с напряженностью более 10Э, слишком слабых для того, чтобы повлиять на сверхпроводящее состояние гранул; и здесь сильнее подавление распределенного, чем локальных максимумов. Кроме того, подсветка СВЧ излучением приводит к появлению в оптическом отклике сравнимых с ним по амплитуде компонентов СВЧ отклика, пропорционального кривизне ВАХ рис.Б, причем при увеличении мощности подсветки $\Delta U_{опт}$ полностью воспроизводит форму $\Delta U_{СВЧ}$. Поскольку СВЧ отклик есть результат смешения внешнего СВЧ излучения с излучением МДС, то его наблюдение на частоте посылки оптических импульсов возможно только при модуляции параметров слабых связей и, соответственно, собственного излучения межгранульных контактов импульсами оптического излучения.

Заключение. В формировании оптического отклика гранулированных 2212 Bi пленок определяющую роль играют два различных процесса взаимодействия оптического излучения с МДС, находящейся в резистивном токовом состоянии.



CI27 НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ СО СЛОЖНЫМ ПАРАМЕТРОМ ПОРЯДКА

В.В. Курин (Институт прикладной физики АН СССР, Горький)

В современных теориях, претендующих на описание высокотемпературной сверхпроводимости, сверхпроводящий порядок может сосуществовать с упорядочением другого типа. Так например, в модели Андерсона [1] и ей подобных, сверхпроводимость обязательно сосуществует с RVB-подобным упорядочением. В различных вариантах теорий, основанных на представлениях об электрон-фононном взаимодействии, например, в биполяронной модели сверхпроводимости, в разновидностях модели Хаббарда с притяжением и других моделях, имеется широкая область параметров где сверхпроводимость сосуществует с волной зарядовой или спиновой плотности. Очевидно, что существование дополнительного, по отношению к сверхпроводимости, упорядочения скажется на свойствах вихревой решетки в сверхпроводнике.

В докладе демонстрируется, что в сверхпроводниках со сложным типом упорядочения вихревая решетка Абрикосова может быть неустойчива в некоторой окрестности верхнего критического поля. В обыкновенных сверхпроводниках с простым параметром порядка устойчивость вихревой решетки обусловлена отталкиванием вихрей друг от друга из-за их взаимодействия через магнитное поле и поле сверхпроводящего параметра порядка. В сверхпроводниках со сложным упорядочением вихри Абрикосова взаимодействуют между собой также и через поле дополнительного параметра порядка. В случае, если это взаимодействие будет иметь характер притяжения, то в некоторой окрестности верхнего критического поля H_{c2} оно окажется доминирующим и вихревая решетка будет неустойчивой. Рассматриваемая неустойчивость может являться причиной возникновения фазы "вихревой жидкости" обнаруживаемой экспериментально [2].

Возможность потери устойчивости вихревой решетки демонстрируется с на простой феноменологической модели, получающейся непосредстственным обобщением теории Гинзбурга-Ландау. В

безразмерном виде свободная энергия выглядит как

$$F=\frac{H_{co}^2\delta^3}{4\pi}\int\Big\{\nu\varkappa^{-2}(\nabla\Phi)^2-\mu\Phi^2+\frac{\Phi^4}{2}+$$
$$+|(\varkappa^{-1}\nabla-iA)\Psi|^2-|\Psi|^2+\frac{|\Psi|^4}{2}+\Lambda\Phi^2|\Psi|^2+B^2\Big\}dV \qquad (1)$$

Состояние сверхпроводника описывается сложным параметром порядка - $(\Psi(r),\Phi(r))$, где $\Psi(r)$ - комплексная функция координат, описывающая сверхпроводящее упорядочение, $\Phi(r)$ - действительная функция, отражающая возможность дополнительного упорядочения в системе, здесь, как обычно, $A(r)$-векторный потенциал магнитного поля, $B=\mathrm{rot}A$. Считая выполненными условия $\varkappa^{-1}\ll\varkappa^{-1}(\nu/2\mu)^{1/2}\ll 1$, нетрудно вычислить энергию взаимодействия вихрей Абрикосова в рамках модели (I) и показать, что на достаточно малых расстояниях $d < d^*$ вихри будут притягиваться друг к другу. Расстояние d^* при $\varkappa^{-1}(\nu/2\mu)^{1/2}\ll d^*\ll 1$ может быть оценено как

$$\frac{4\pi^2\nu^{5/4}}{\varkappa^{1/2}\mu^{1/4}\lambda^2 a^2}\approx(d^*)^{1/2}\exp\{-(2\mu/\nu)^{1/2}\varkappa d^*\}\ . \qquad (2)$$

Притяжение вихрей на малых расстояниях, очевидно, будет приводить к неустойчивости вихревой решетки при достаточно больших магнитных полях, превышающих некоторое критическое значение H_{c*}. Это значение нетрудно оценить из следующих соображений. На каждую ячейку вихревой решетки с линейным размером d^* приходится квант потока, который в наших переменных есть $\Phi_0=2\pi/\varkappa$, отсюда сразу же получим, что $H_{c*}\sim 1/\varkappa d^{*2}$.

Таким образом на фазовой диаграмме сверхпроводника со сложным параметром порядка имеется область $H_{c*}(T) < H < H_{c2}$, в которой не существует вихревой решетки. В этой области, по-видимому, реализуется макроскопически однородное состояние с распределенной завихренностью - "вихревая жидкость".

1. G. Baskaran, Z. Zou, P.W. Anderson, Solid State Commun.63, 973, (1987)
2. P.L. Gammel, L.F. Schneemeyer, J.W. Waszczak, D.J. Bishop, Phys. Rev. Lett. 61, 1666, (1988)

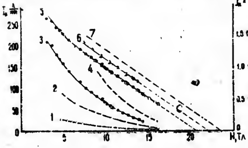
C128 О ПРИРОДЕ ПРЕДЕЛЬНО-ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Б.Г.Лазарев, П.А.Куценко, Л.С.Лазарева, Б.К.Прядкин, Н.А.Черняк, А.А.Чупиков (Физико-технический институт АН УССР, г. Харьков)

В докладе приводятся экспериментальные данные по изучению хода критического тока (I_K) Nb_3Sn от магнитного поля в интервале температур 2,15-4,2 К и полей 30-160 кЭ и выводы из них.

Эти количественные измерения стали физически рациональными после получения достаточно толстых (до ~ 6 мкм) слоев Nb_3Sn с высокими значениями J_K и с большой степенью ее однородности по толщине [1] (например, до 10^6 А/см^2 при Н = 100 кЭ при 4,2К). Частично, результаты измерений и подробности эксперимента сообщались ранее [2].

На рисунке приведены при 4,2 зависимости тока от поля (1. 2,3,4) образцов с толщинами слоя от ~ 0,6 до ~6 мкм на 1 мм ширины плоского образца (левый масштаб). Величины токов пропорциональны толщинам слоев, при пересчете на плотность тока (J_K) результаты укладываются на единые кривые (5 - для 4,2 и 6 - для 2,15 К). Плотности критического тока приведены в шкале $J_K^{1/2}$ (правая шкала). При 4,2 и 2,15 К ход $J_K^{1/2}$ хорошо описывается линейной зависимостью в широком интервале полей ~ 0,3H_{K2} - H_{K2}. По экстраполяции к H_{K2} получаются значения H_{K2} при этих температурах 207 и 220 кЭ. При 0 К H_{K2} = 237 кЭ. Зависимость $J_K = J_0(1 - H/H_{K_2})^2$ соответствует жесткому закреплению вихревой решетки [3] , или, в нашем случае, структуры токовых микропутей, т.е. случаю достижения при J_K сверхпроводящим конденсатом критической скорости. Экстраполяция хода $J_K^{1/2}$ до Н = 0 дает J_K 3,6.10^6 А/см^2 при 4,2 и 5.10^6 А/см^2 при 0 К (пунктирная прямая 7),



значение $J_0 \cong 2.10^8$ А/см^2. Получаемое отношение $J_K/J_C \cong$ (0,02-0,03), т.е. ток с плотностью J_0 протекает по структуре токовых микропутей, суммарная площадь сечения которых составляет

0,02-0,03 сечения сверхпроводника. Если говорить о существовании в сверхпроводнике решетки элементарных вихрей (закрепленных в нашем случае частицами окислов циркония [I]), то плотность их в полях близких к $H_{к2}$ составит $\sim 10^{12}$ I/см^2, считаем, что связанная с этим структура токовых путей имеет плотность того же порядка, минимальное расстояние между токовыми путями $\sim 10^{-6}$ см, что в ~ 2 раза больше параметра ξ у Nb_3Sn (50--60 Å). Диаметр отдельной токовой нити составляет $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ ($< \xi$), что близко к значению этой величины для сплава (I0-40 Å) [4].

Формирование токонесущей микроструктуры в Nb_3Sn представляется спонтанным процессом, "переходом", самоорганизацией этой структуры [5], когда проводник из нормального состояния, т.е. при $I > I_к$ со сплошным бесструктурным протеканием тока, переходит в сверхпроводящее состояние при снижении тока $I < I_к$ и возникает тонкая структура большой плотности микротоков и несущая плотность критического тока, равную J_0.

Интересно, что по предварительным измерениям при температурах вблизи $T_к$ (I4-I5-I6 К) отношение $J_к/J_0$ составляет также 0,0I-0,02. Однако зависимость $I_к(H)$ при этих температурах имеет совсем иной вид, что здесь пока не рассматривается.

1. Лазарева Л.С., Лазарев Б.Г., Полтавец В.А., Черняк Н.Ан. // Труды конференции по техническому использованию сверхпроводимости, том IУ. Сверхпроводящие материалы. - М.: Атомиздат, 1977. - С. 80-81.
2. Лазарев Б.Г., Черняк Н.Ал., Куценко П.А., Лазарева Л.С., Чупиков А.А. // 24/е Всесоюзное совещание по физике низких температур. Тезисы докладов, часть I. - 1986. - С. 88-89.
3. Бычков Ю.Ф., Верещагин В.Г., Карасик В.Р., Курганов Г.Б., Мальцев В.А. // ЖЭТФ. - 1969. - 56, вып. 2. - С. 505-5I3.
4. Лазарев Б.Г., Гарбер Р.И., Дранова Ж.И., Кулько В.Б., Лазарева Л.С., Михайловский И.М., Сидоренко Н.Н. // Труды конференции по техническому использованию сверхпроводимости, том IУ. Сверхпроводящие материалы. - М.: Атомиздат, 1977. - С. 30-31.
5. Г.Хакен. // Синергетика. - М.: Мир, 1980. Перевод с английского.

C129 ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ МЕЖГРАНУЛЬНОГО КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ ФАЗ $YBa_2Cu_3O_y$ и $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$

Лаптев А.Г., Мещеряков В.Ф., Буш А.А.
Московский институт радиотехники, электроники и автоматики.

Критическая плотность транспортного тока керамических ВТСП материалов J_c, определяемая межгранульными и, как принято считать, слабыми джозефсоновскими связями, является сложной функцией многих параметров. Несмотря на интенсивные исследования, данные о влиянии различных факторов на J_c далеко не полны и порой противоречивы. Используемый нами бесконтактный метод измерения J_c позволил установить некоторые закономерности, связывающие J_c не только с локальными значениями магнитного поля H и температуры T, но и с термомагнитной предысторией исследуемых образцов.

Для измерения межгранульного тока мы использовали методику замораживания магнитного поля H_i внутри сверхпроводящего кольца при его охлаждении во внешнем магнитном поле $H_{охл}$. Величина H_i определяется как полем от кольцевого транспортного тока, так и противоположным по знаку полем от внутригранульных токов, обуславливающих намагниченность отдельных зерен [I]. Зависимость H_i от $H_{охл}$ для двух колец из керамики $YBa_2Cu_3O_y$ (рис.I, кривые I,2) характеризуется начальным линейным участком (H_i=$H_{охл}$), соответствующем полной экранировке и последующим уменьшением H_i. Наблюдаемый нами отрицательный вклад в H_i от намагниченности зерен может быть учтен посредством измерений на разрезанном кольце (кривая 3 рис.I), однако лишь частично объясняет уменьшение H_i. В отличие от известного результата, когда составляющая поля H_i, обусловленная транспортным током остается постоянной при увеличении $H_{охл}$ [I], мы наблюдали ее уменьшение. Как показали выполненные нами расчеты, значение поля внутри кольца от межгранульных токов хорошо описывается в рамках модели критического состояния в предполо-

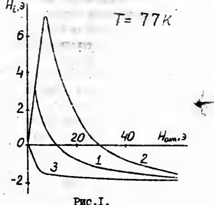


Рис.I.

жении, что критическая плотность тока в нулевом поле определяется полем охлаждения $H_{охл}$ в виде: $J_{co}(H_{охл})=J_0 e^{-H_{охл}/H_0}$ при значениях H_0=12э, J_0=30А/см^2 (кривая 1); H_0=9э, J_0=55А/см^2 (кривая 2).

На зависимостях поля H_1 от температуры при нагреве образца до $T=T_c$ после охлаждения его до 4,2 К в полях разной величины для $YBa_2Cu_3O_y$ (рис 2) и $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ (рис 3) наблюдается влияние величины поля охлаждения на значения J_{co}, проявляющееся в несовпадении спадающих участков кривых, полученных при разных $H_{охл}$. Эти зависимости также описываются в рамках указанных предположений и позволяют получить зависимости критической плотности от температуры. Отсутствие отрицательного вклада, обусловленного намагниченностью зерен в Bi-содержащем образце связано с малой величиной остаточной намагниченности зерен по сравнению с намагниченностью Y-содержащих образцов, что подтверждается результатами прямых измерений намагниченности на вибрационном магнитометре.

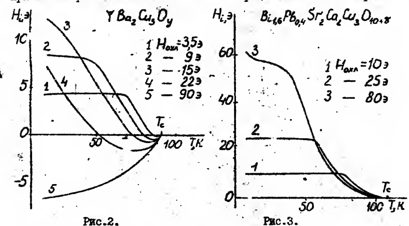


Рис.2. Рис.3.

Таким образом, при охлаждении в магнитном поле наблюдается эффект памяти, заключающийся в уменьшении J_{co} при увеличении $H_{охл}$. Это явление по-видимому связано с существованием локальных магнитных полей, обусловленных появлением внутризеренных токов при выключении магнитного поля $H_{охл}$.

1. Eberhardt F.J., Hibbs A.D., Campbell A.M. // IEEE Trans.on Magn. -1989.-25.-p.2146.

C130 ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ СТАТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ ПРОМЕЖУТОЧНОГО И СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Лебедев В.П.
государственный университет, г. Харьков

Наличие чередования нормальной и сверхпроводящей фаз в структуре промежуточного и смешанного состояния предполагает существование участков с концентрацией электронов нормального металла и изменением их плотности на малых расстояниях (межфазная граница). При движении дислокации через такую неподвижную структуру необходимо учитывать силу торможения со стороны областей кристалла с различающейся концентрацией нормальных электронов, а при переходе от одной фазы к другой учитывать взаимодействие с межфазной границей.

В связи с этим на моно- и поликристаллах свинца (99,9996 %) и сплавов Pb - (2-30) ат.% In соответственно в промежуточном и смешанном состояниях изучали прирост деформирующего напряжения в зависимости от объемной концентрации нормальной фазы. Изменение состояния сверхпроводника в процессе растяжения со скоростью $5 \cdot 10^{-5}$ c^{-1} при 4,2 К производили внешним магнитным полем продольной ($H^{\parallel}$) к поперечной ($H^{\perp}$) ориентации относительно оси приложения нагрузки. Остаточный магнитный поток устраняли кратковременным нагревом металла импульсом электрического тока.

При слабом закреплении магнитной структуры на дефектах кристаллического строения упрочнение металла в промежуточном или смешанном состоянии определяется электронным торможением дислокаций. Приводится аналитическое соотношение, которое описывает силу электронного торможения при дискретном распределении нормальной и сверхпроводящей фаз.

Возрастание пиннинга приводит к появлению добавки к силе торможения за счет взаимодействия движущихся дислокаций с неподвижными границами раздела фаз. Соотношение между величиной силы торможения на межфазных границах и общим уровнем электронного торможения может составлять 0,3 - 0,4, что в пересчете на единицу длины дислокационной линии равно $3 \cdot 10^{-5}$ $H \cdot m^{-1}$. Сила торможения движущаяся дислокация - статическая межфазная граница сопоставима с величиной электронного торможения и пре-

всходит примерно на порядок силу взаимодействия движущаяся межфазная граница – неподвижный структурный дефект.

Добавочный прирост деформирующего напряжения, связанный с взаимодействием движущихся дислокаций со статическими межфазными границами промежуточного и смешанного состояний, как для моно-, так и для поликристаллов немонотонно изменяется от объемной концентрации нормальной фазы, возрастает с повышением количества деформационных дефектов и уменьшается с увеличением концентрации индия в сплаве. Более высокий уровень упрочнения металла при деформации в продольном магнитном поле, чем в поперечном, связывается с ориентацией межфазных границ относительно потока движущихся дислокаций.

Рассмотренное на примере сверхпроводника I рода влияние скорости пластического течения на величину торможения дислокаций межфазными границами показывает, что возрастание этого взаимодействия с увеличением скорости деформации определяется в основном плотностью дислокационного потока.

Полученные результаты позволяют для промежуточного и смешанного состояний представить баланс сил, действующих на дислокации на фоне неизменной дефектной структуры кристалла, в виде двух слагаемых, одно из которых определяет торможение электронов на участках нормальной фазы доменной и вихревой структуры, а другое связано с взаимодействием подвижная дислокация – статическая межфазная граница. Второе слагаемое связано с наличием полей упругих напряжений вблизи линейного дефекта и межфазной границы. Упругие искажения кристалла возникают из-за различия в объемах и модулей упругости нормальной и сверхпроводящей фаз.

На основании уравнения термоактивированного пластического течения оценен вклад упругого поля межфазной границы в уровень близкодействующих напряжений кристалла и получено соотношение для величины добавочного упрочнения и параметров промежуточного и смешанного состояния сверхпроводника.

СI3I ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ КОНТАКТЕ И СКВИДЕ В СВЧ ПОЛЕ

Л.Г.Левин (Донецкий физико-технический институт АН УССР, г.ДОНЕЦК)

Флуктуации фазы джозефсоновского контакта (ДК) являются хорошо измеряемым случаем движения броуновской частицы в потенциале с метастабильными состояниями и изучались теоретически и экспериментально во многих работах/I/. В настоящей работе исследуется влияние переменного тока на распад токовых состояний в ДК при температуре $T > T_0$ (противоположный случай рассмотрен в /2/), где T_0 - температура, при которой режим макроскопического туннелирования переходит в активационный. Токовое состояние контакта описывается уравнением

$$\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + \sin\varphi = i_0 + i_1 \sin \tilde{\nu} t + i_f ; \quad \nu = \omega_e/\omega_p ;$$
$$\langle i_f(t) i_f(t') \rangle = 4kT/\gamma\hbar I_c ; \gamma = (RC\omega_p)^{-1} ; \omega_p = (2eI_c/\hbar C)^{1/2} \quad (I)$$

где ω_e - частота внешнего поля, C , $\tilde{V}$, I_c , R - ёмкость, напряжение на контакте, критический ток, активное сопротивление, соответственно; φ - разность фаз параметра порядка. Для сквида уравнение аналогично (I), но с потенциальной энергией $U(\varphi) = \frac{1}{2}(\varphi - \varphi_x)^2 - \cos\varphi$; φ , φ_x - приведенные к кванту потока Φ_0 значения внешнего магнитного потока и потока в сверхпроводящем кольце, $\beta = (\Phi_0/2\pi L I_c)$; L - индуктивность кольца. Показано, что действие переменного поля сводится к перенормировке потенциальной энергии, связанной с усреднением по периоду действующего поля и росту скорости распада метастабильного состояния. Полученные выводы справедливы при следующих соотношениях между параметрами: I. $\gamma \gg 1$. $\omega_e \gg \tau^{-1}$; 2. $\gamma \ll 1$. $\omega_e \gg \omega_p$, $\omega_e \gg \tau^{-1}$, где τ - среднее время активационного распада. Результаты для ДК при $\gamma \ll 1$ получены в /3/.

I.Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов.- М.,Наука, I985 - 320с.

2.Ивлев Б.И., Мельников В.И..//ЖЭТФ.-1985.-89, вып.I2.с.2248-2256

3.Левин Л.Г..//ЖТФ.-I989.59, вып.9, с. 201-204

CI32 **ИНВЕРСИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХПРОВОДНИКА**

О.П.Леденев
(Харьковский физико-технический институт АН УССР)

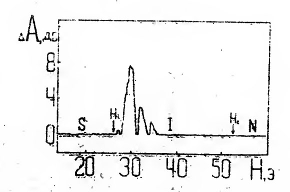
Сообщается о наблюдении в образце монокристаллического галлия в промежуточном состоянии (ПС) осцилляций амплитуды импульсного ультразвукового (УЗ) сигнала в зависимости от внешнего магнитного поля, в ходе которых амплитуда сигнала превышала теоретически возможное значение в среде с электронным поглощением равным нулю. Инверсия знака коэффициента поглощения имела место для УЗ импульса, прошедшего не один, а несколько акустических путей в образце.

Образец был вырезан электроэрозионным способом из крупного монокристалла галлия в виде цилиндра диаметром 7 мм и такой же длины. Ось цилиндра совпадала с точностью до 0,I° с осью $\vec{b}$ кристалла. С целью создания внешним поперечным магнитным полем в столь коротком цилиндре равновесной структуры ПС, характерной для длинного цилиндра, применялись, как и в /I/, сверхпроводящие плоские экраны, располагавшиеся на основаниях цилиндра. На этих же плоскопараллельных основаниях крепились пьезопреобразователи, с помощью которых генерировались УЗ импульсы длительностью τ =I.I0^{-6} сек с частотой колебаний заполнения в импульсе от I0 до I50 МГц.

Один из преобразователей являлся излучателем, а второй – приемником прошедших через образец УЗ импульсов. После излучения УЗ импульс распространялся, пересекая в ПС чередующиеся слои нормальной и сверхпроводящей фаз, достигал противоположного основания, регистрировался приемным преобразователем. Отраженный от этого основания УЗ импульс проходил образец в обратном направлении, отражался от основания, на котором находился излучатель и, пройдя еще один акустический путь, попадал на приемный преобразователь и регистрировался. Отраженный сигнал опять распространялся по образцу, повторяя циклы регистрации, до полного затухания УЗ сигнала.

Импульс, прошедший один акустический путь, не имел особенностей, тогда как 2-й импульс, прошедший три акустических пути, при некоторых значениях магнитного поля превышал амплитуду пер-

вого. На рисунке приведена запись избыточной части амплитуды $\Delta A = A_i - A_s$, где A_i – амплитуда импульса в ПС, A_s – амплитуда импульса в сверхпроводящем состоянии, в зависимости от магнитного поля. Температура T = 0,35 К, частота 90 МГц, продольная ультразвуковая волна. H_i – поле возникновения ПС.



Исследование частотной зависимости показало, что амплитуда эффекта максимальна в области 90 МГц и спадает как при уменьшении, так и при увеличении частоты.

Возможный механизм эффекта связан, видимо, с наблюдавшимся ранее в оптически активных средах эффектом самоиндуцированной прозрачности коротких лазерных импульсов /2/. Роль среды, которая поглощает и затем излучает УЗ колебания, здесь играют электронные возбуждения, андреевски отражающиеся от границ раздела в ПС /3/. Рост амплитуды может быть объяснен тем, что индуцированное излучение фононов электронными возбуждениями пропорционально числу заполнения данного состояния и поэтому происходит, в основном, в область импульса с максимальной амплитудой. Обсужден также осцилляционный характер зависимости эффекта от магнитного поля в ПС.

1. Леденев О.П., Фурса В.П. // ФНТ. – 1985. – Т.П, № I. – С.57.
2. McCall S.L., Hahn E.L. Phys. Rev. Lett., 1967, 18, 908.
3. Андреев А.Ф. // ЖЭТФ. – 1964. – 46, в.5. – С. 1823.

C133 ЭЛЕКТРОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ФОНОНОВ ОТ ГРАНИЦЫ НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ – СВЕРХПРОВОДНИК

О.П.Леденев
(Харьковский физико-технический институт АН УССР)

Предложен новый механизм отражения фононов от границы нормальный металл-сверхпроводник (NS), основанный на взаимодействии ультразвуковой волны с электронными возбуждениями нормального металла, андреевски отражающимися от NS-границы /1/. Как известно, коэффициент отражения ультразвуковой волны от NS-границы в однородном сверхпроводнике очень мал и составляет по оценкам $R \approx 10^{-5} \div 10^{-10}$ /2/. В то же время экспериментально наблюдается существенный рост (в разы) теплосопротивления образцов сверхпроводников в промежуточном и в смешанном состоянии в области низких температур, когда основной теплоперенос осуществляется фононами. Это противоречие может быть устранено предложенным механизмом, заключающимся в поглощении электронным возбуждением падающей на границу ультразвуковой волны (фононов), андреевском отражении возбуждения от NS-границы и последующем излучении отраженным возбуждением ультразвуковой волны (фононов) в направлении, противоположном направлению распространения падающей волны.

I. Показано, что в промежуточном состоянии (ПС) когерентная ультразвуковая волна, распространяющаяся строго поперек системы чередующихся слоев нормальной и сверхпроводящей фаз, характерной для ПС, в результате взаимодействия с электронными возбуждениями приобретает компоненту, распространяющуюся в противоположном направлении. Коэффициент отражения от NS-границы в этом случае зависит от константы электрон-фононного взаимодействия Λ , коэффициента андреевского отражения электронных возбуждений ω , соотношения размера траектории электронного возбуждения в магнитном поле $\mathcal{D}$ и длины свободного пробега ℓ:

$$R \sim \Lambda^2 \cdot \omega \cdot \exp(-\mathcal{D}/\ell) .$$

Расчет проведен в предположении простой формы Ферми-поверхности металла, исходя из кинетического уравнения для функции распределения электронных возбуждений. В случае большой длины свободного пробега и низких температур ($\omega \sim 1$) оценка показывает, что

в некоторых сверхпроводниках коэффициент отражения на NS-границе может достигать $R \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$, что существенно больше, чем без учета электронного механизма отражения.

2. В случае наклонного падения когерентной ультразвуковой волны на структуру ПС, а также в смешанном состоянии сверхпроводников второго рода формирование когерентной отраженной волны не происходит и рассмотрение может быть проведено в квазиклассическом пределе квантовой теории на языке поглощения и последующего излучения фононов электронными возбуждениями. Показано, что как и когерентная ультразвуковая волна, рассмотренная в первом случае, излученный фонон имеет импульс, обратный по отношению к импульсу поглощенного фонона. При этом все три компоненты скорости фонона изменяют свой знак на обратный. Коэффициент отражения также может достигать $R \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$.

В случае смешанного состояния основной вклад в отражение фононов дают электронные возбуждения керна абрикосовских вихрей. Выяснено, что в отличие от иных механизмов рассеяния, отражение реализуется как при ориентации вихрей вдоль направления распространения потока фононов, так и при ориентации вихрей поперек потока фононов.

3. Проводится сравнение полученных результатов с экспериментальными исследованиями промежуточного и смешанного состояний, известными в литературе. Предложенный механизм хорошо описывает результаты по теплопроводности как промежуточного, так и смешанного состояний с единой точки зрения. Обсуждена возможность влияния нового механизма на кинетику формирования смешанного состояния в условиях тепловыделения, теплопереноса и скорости распространения нормальной фазы в условиях наличия тока и магнитного поля.

1. Андреев А.Ф. // ЖЭТФ. -1964,-46, в.5. - С.1823
2. Гогадзе Г.А., Кулик И.О. // ЖЭТФ. - 1971. - 60. - С. 1819

С134 ТОКОВЫЕ ШУМЫ YBaCuO-ПЛЕНОК

В.Н.Леснов, А.Д.Ткаченко, И.А.Хребтов (Государственный оптический институт им.С.И.Вавилова, Ленинград)

Избыточные токовые шумы ограничивают предельные характеристики приборов криоэлектроники на основе ВТСП-пленок, например, таких как болометры[1]. Поэтому информация о шумовых характеристиках позволяет создавать приборы с оптимальными параметрами. С другой стороны, понимание механизма шума дает новые представления о природе высокотемпературной сверхпроводимости.

В работе экспериментально исследованы образцы пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, которые получали импульсным лазерным напылением на подложках $SrTiO_3$ (100) и ZrO_2 (100). Толщина пленок составляла 150-200 нм, сопротивление в нормальном состоянии R_{N0} = 10-20 Ом/□, критическая температура T_c = 82-91 К, ширина сверхпроводящего перехода $\Delta T \approx 1$-2 К. Образцы имели ширину 3, 10 и 100 мкм. Измеряли спектр шума в диапазоне 2Гц - 50 кГц, зависимость шума от тока, сопротивления, температуры и магнитного поля. На рис.1 приведены зависимости напряжения шума на частоте 10 Гц и сопротивления от температуры при токе 0,98 мА для пленки размером 3 х 22 мкм на подложке из ZrO_2. На "хвосте" сверхпроводящего перехода наблюдалась сложная картина пиков шума, которая существенно менялась при изменении тока и в магнитном поле. В то же время магнитное поле не оказывало влияния на пик шума, расположенный в середине перехода и совпадающий с максимумом его крутизны. В узких длинных плёнках, выполненных в виде меандра, на "хвостах" переходов также наблюдали пики шума[2]. Шум в пиках на "хвосте" перехода сложным образом зависит от тока и имеет ряд максимумов и минимумов. Шум и крутизна в середине сверхпроводящего перехода пленки размером 3х22 мкм одинаковым образом зависели как от температуры так и от тока. Спектры шумов этой пленки, приведенные на рис.2, измерены при токе 0,98 мА при разных температурах: в пике шума на "хвосте" перехода, при Т = 83,5 К (1); рядом с этим пиком, при Т = 84,2 К (2); на середине сверхпроводящего перехода, при Т = 87,6 К (3); при комнатной температуре (4). Как видно, спектры шумов заметно отличаются друг от друга. Анализ экспериментальных данных указывает на

го, что шумы пленок превышают уровень тепловых шумов и носят характер избыточного токового шума. Можно сделать вывод, что шум обусловлен тремя источниками. Один из них ответственен за шум на "хвосте" сверхпроводящего перехода и связан с движением вихрей смешанного состояния. Другой – вызывает шум на середине сверхпроводящего перехода и связан с температурным фликер-шумом Кларка-Восса[3]. Наконец, в области резистивного перехода и вплоть до комнатных температур присутствует фликер-шум, связанный, по-видимому, с зернистой структурой пленок и присущим ей межзеренным контактным шумом[4].

Авторы выражают благодарность Гапонову С.В., Павельеву Д.Г., Климову А.Ю. и Иванову А.А. за предоставленные пленки.

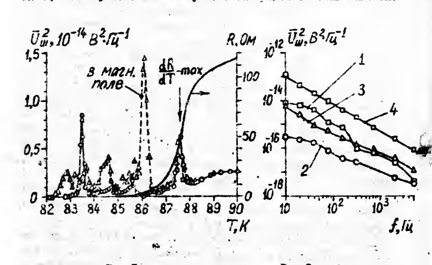


Рис.1 Рис.2

1. Гапонов С.В., Калягин М.А. и др.// Письма в ЖТФ. – 1988. – 14, вып.20. – С.1836 – 1838.
2. Гапонов С.В., Калягин М.А. и др. // Письма в ЖТФ. – 1989. – 15, вып.12. – С.62 – 67.
3. Voss R.F., Clark J.// Phis.Rev.B. – 1976. – 13, 2. – P.556 – 573.
4. Rosenthal P., Hammond R.H. et al.// IEEE Trans.Magn. – 1989. – 25, 2. – P.973 – 975.

С135 НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ КРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ВТСП КЕРАМИКИ

Н.М.Макаров, В.А.Ямпольский (Институт радиофизики и электроники АН УССР, г.Харьков), И.Ф.Волотин, Л.М.Фишер (Всесоюзный электротехнический институт им. В.И.Ленина, г.Москва)

I. Электромагнитные свойства ВТСП керамик в значительной мере определяются соотношением между характерным размером a сверхпроводящих гранул и джозефсоновской глубиной λ_j проникновения магнитного поля внутрь межгранулярного контакта. Если выполнено неравенство

$$a \ll \lambda_j, \qquad (1)$$

то проникающий в образец квант магнитного потока охватывает большое количество $\sim (\lambda_j/a)^2$ контактов. По своим макроскопическим свойствам такая среда подобна неоднородному сверхпроводнику II рода. В противоположном случае, когда

$$\lambda_j \ll a, \qquad (2)$$

магнитный поток проникает в образец, прорывая джозефсоновские связи поочередно.

Несмотря на принципиальное физическое отличие ситуаций (1) и (2), уравнения электродинамики в обоих случаях формально имеют одинаковый вид. Как было показано в работе [1], и в случае (1), и в случае (2), электродинамические свойства ВТСП керамики хорошо описываются моделью критического состояния Бина. В этой модели материальное уравнение, задающее связь плотности тока $\vec{j}$ с электромагнитным полем, имеет вид:

$$\vec{j} = j_c(B) \cdot (\vec{E}/E). \qquad (3)$$

Здесь $\vec{E}$ – напряженность электрического поля, $\vec{B}$ – вектор магнитной индукции, j_c – критическая плотность тока. Существенным является то обстоятельство, что критический ток (3) весьма чувствителен к магнитному полю.

Именно в зависимости $j_c(B)$ проявляется различие ситуаций (1) и (2). Поэтому установление этой зависимости является важной задачей для описания керамики. Кроме того, существенен и практический аспект данной проблемы, поскольку с зависимостью $j_c(B)$ связан вопрос о критических транспортных токах.

До настоящего времени в экспериментах определялось среднее по сечению образца значение $\bar{j}_c$ в функции внешнего магнитного поля, обычно четырехконтактным методом. В настоящей работе предлагается бесконтактный метод непосредственного получения $j_c(B)$ с помощью зондирования образца слабым электромагнитным сигналом в присутствии внешнего постоянного магнитного поля.

2. Рассмотрим цилиндрический образец радиуса R в магнитном поле вида

$$H(t)=H+h\cdot\cos\omega t, \tag{4}$$

направленном по оси цилиндра. Амплитуду переменной составляющей поля h будем считать малой настолько, чтобы в (3) можно было пренебречь зависимостью $j_c(h)$. Как правило, для этого достаточно, чтобы величина h была меньше одного эрстеда. Благодаря такому пренебрежению возникает весьма своеобразная ситуация. Величина тока (3), вызванного переменным электромагнитным полем, определяется не амплитудой переменного сигнала h, а значением постоянного поля H: $j=j_c(H)$.

В работе вычислена зависимость электрического поля на поверхности образца от времени. Приведем значение $E(t)$ в точке максимума:

$$E_{max}\sim\omega\cdot h^2\cdot j_c^{-1}(H). \tag{5}$$

Формула (5) записана с точностью до членов порядка $hc/16\pi R j_c$, которые в образцах с $R\geqslant 1$мм при $h<1$Э и $j_c\geqslant 10A/см^2$ заведомо малы (c - скорость света). Таким образом, измеряя величину электрического поля (5), можно установить зависимость $j_c(H)$.

Разумеется нет необходимости изучать именно величину $E(t)$ а достаточно измерить любую гармонику электрического поля. Например, поверхностный импеданс, определяемый первой гармоникой $E(t)$, связан с критическим током соотношением:

$$Z\simeq(\omega/c)\cdot h\cdot j_c^{-1}(H)\cdot(1-3\pi i/4). \tag{6}$$

Отметим, что даже при малых амплитудах h импеданс оказывается нелинейным, зависящим от h. Эта нелинейность обусловлена упомянутой выше независимостью плотности тока от амплитуды переменного сигнала. Необычен и фазовый множитель импеданса (6).

1. Derech H., Blatter G. // Phys. Rev. B - 1988. - 38, N 16. - P.11391-11404.

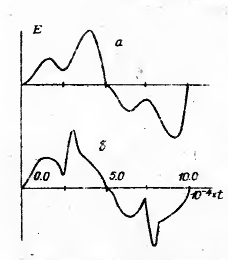
С136 ОТКЛИК ВТСП КЕРАМИКИ НА НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ СИГНАЛ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

Н.М.Макаров, В.А.Ямпольский, И.В.Балтага (Институт радиофизики и электроники АН УССР, г.Харьков), И.Ф.Волошин, Н.В.Ильин, Л.М.Фишер (Всесоюзный электротехнический институт им. В.И.Ленина, г.Москва)

1. Известно, что ВТСП керамику можно рассматривать как систему, состоящую из сверхпроводящих гранул, объединенных джозефсоновскими связями. В довольно широком диапазоне магнитных полей 5÷100 Э электродинамические свойства такой среды хорошо описываются моделью критического состояния, в которой необходим учет сильной зависимости критической плотности тока j_c от магнитного поля (см., например [1]). В работе [2] в рамках модели критического состояния изучался отклик "холодного" сверхпроводника II рода на падающий на его поверхность электромагнитный сигнал конечной амплитуды. Измеряемой величиной в [2] служило электрическое поле E на поверхности образца, индуцируемое падающей волной. Анализ зависимости этого поля от времени дал возможность авторам [2] исследовать важнейшую характеристику обычных сверхпроводников - поверхностный барьер, препятствующий проникновению абрикосовских вихрей в образец.

В настоящей работе проведено исследование поведения поля $E(t)$ применительно к сверхпроводящей керамике. Показано, что функция $E(t)$ содержит полную информацию о критическом состоянии сверхпроводника. С помощью функции $E(t)$ удается проследить за особенностями проникновения магнитного потока в объем образца. В частности, установлен простой способ определения амплитуды внешнего магнитного поля, при которой оно достигает сердцевины образца.

2. На рис. 1 приведены экспериментальные записи поля $E(t)$ на поверхности цилиндрического образца керамики $YBaCuO$ диаметром 0,9 см при амплитудах внешнего сигнала 22,5 и 80,7 Э на частоте f = 1 кГц. В случаях, когда амплитуда H была меньше 22,5 Э, зависимости $E(t)$ имели вид, подобный рис. 1а. На кривой $E(t)$ содержатся два типа особенностей. В моменты времени $t_n = n/2f$ (n - целое число), соответствующие достижению внешним полем амплитудного значения H , на графике $E(t)$ появляются изломы. Кроме того, существует вторая серия особен-



ностей, сдвинутых относительно первых на $\Delta t = 1/4f$ и соответствующих обращению внешнего поля в нуль. Начиная с амплитуд, больших 22,5 Э, на кривой $E(t)$ появляются новые изломы (рис. Iб). С ростом H положения этих особенностей сдвигаются от значений $t_n = n/2f$ к $n/2f - 1/4f$. Положения других особенностей от H не зависят.

3. В работе проведен теоретический анализ поведения поля $E(t)$ в модели критического состояния с произвольной монотонно убывающей зависимостью плотности тока от магнитного поля. При амплитудах внешнего поля, меньших порогового значения H_p, рассчитанный график $E(t)$ качественно не отличается от экспериментальной записи рис. Iа. Величина H_p отвечает амплитуде, при которой переменный магнитный поток достигает оси цилиндра. В случае, когда $H > H_p$ на графике $E(t)$ появляется новая особенность, соответствующая моменту обращения магнитного поля на оси цилиндра в нуль. Характер этой, и других особенностей, а также зависимость их положений от амплитуды H, согласуются с данными эксперимента. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов позволили определить важнейшие параметры критического состояния ВТСП керамики: критическая плотность тока в нулевом магнитном поле $j_c(0)$ составила 120 А/см^2, характерный масштаб по магнитному полю, на котором убывает $j_c(H)$, равен 3 Э.

Таким образом, изучение поведения поля $E(t)$ позволяет получать важную информацию о критическом состоянии ВТСП керамики. Мы полагаем, что этот метод окажется эффективным и при исследовании других магнитных и токопроводящих свойств новых сверхпроводников.

1. Dersch H., Blatter G. // Phys.Rev.B - 1988. - 38, N 16. - P.11391-11404.
2. Ulmaier H.A. // Phys. Stat. Sol. - 1966. - 17, N 2. - P.631--643.

C137 ДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ГРЯЗНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.В.Малашенко (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Известно, что в металлических сверхпроводниках подвижность дислокаций лимитируется электронными механизмами торможения ([I]). Однако при высоких концентрациях примеси основную роль должно играть торможение дислокаций упругими полями примесных центров, возбуждающих изгибные колебания дислокации. Рассмотрим этот механизм на примере винтовых дислокаций, для которых он ранее не изучался.

Пусть прямолинейная винтовая дислокация под действием постоянных внешних напряжений σ_0 движется со скоростью v в упруго-изотропной среде, содержащей хаотически распределенные дефекты с объемной концентрацией n. Вектор Бюргерса b и вектор касательной к линии дислокации параллельны оси ОХ, скольжение происходит в плоскости XОУ вдоль оси ОУ. Положение элемента дислокации с координатой x в момент t определяется функцией $Y(x,t) = u(t) + w(x,t)$, где $u(t) = vt$ описывает движение дислокации как целого, а $w(x,t)$ - ее изгибные колебания. В системе координат, связанной с дислокацией, эти колебания описываются уравнением

$$m\left[\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \gamma\frac{\partial w}{\partial t} - c^2\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right] = b\sum_{i=1}^{N}\sigma_{xz}^{i}(vt, x, t), \qquad (I)$$

где m - масса единицы длины дислокации, c - скорость поперечного звука, σ_{xz} - компонента тензора деформаций, создаваемых дефектом, N - число дефектов в кристалле, $\gamma = B/m$, где B - константа торможения дислокации.

Согласно [2] слагаемое пропорциональное γ мало в меру малости параметра $\gamma b v/c^2$, поэтому при вычислениях мы устремим γ к нулю. Считая дислокационные колебания малыми, получим следующее выражение для силы торможения винтовой дислокации

$$F_{вин}^{i} = -\frac{1}{v}\left\{\frac{n\pi b^2}{m}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\left|\sigma_{xz}^{i}(\vec{q})\right|^2\delta(q_y v - q_x c)\right\} \qquad (2)$$

Пренебрегая при интегрировании членами порядка v^2/c^2, получаем линейную зависимость $F_{вин}$ от v :

$$F_{вит} = -\frac{\pi}{3}\frac{n_c R b^2 \mu^2 \mathcal{E}^2}{m c^3} v. \qquad (3)$$

Здесь μ – модуль сдвига, $\mathcal{E}$ – параметр размерного несоответствия дефекта и атомов матрицы, n_c – безразмерная концентрация, $n_c = n R^3$. Сравним вычисленную силу торможения винтовой дислокации с силой торможения краевой, которая согласно [2] равна $F_{кр} = 2\pi n_c \mu^2 b^3 \mathcal{E}^2/(9 m c v)$. Получим, что $(F_{вит}/F_{кр}) \simeq v^2/c^2$, т.е. винтовая дислокация тормозится дефектами слабее, чем краевая.

Оценим величину константы демпфирования, воспользовавшись данными [2]: $\mathcal{E} \sim 10^{-1}$, $R \sim b = 3\cdot10^{-8}$см, $\mu = 5\cdot10^{11}$г/см·с^2, $n_c \simeq 10^{-2} \div 10^{-6}$, $c = 3\cdot10^5$ см/с, $m \simeq \rho b^2 = \mu c^{-2} b^2$ (ρ – плотность кристалла). По порядку величины

$$B_d \simeq n_c \mathcal{E}^2 \mu b/c \simeq n_c \cdot 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ г/см·с} \simeq 10^{-5} \div 10^{-10} \text{ г/см·с} \qquad (4)$$

Константа электронного торможения в металлах при $T > T_c$ согласно [3,4] имеет порядок $B_e \ell \sim 10^{-5}$г/см с, а при $T < T_c$ (переход в сверхпроводящее состояние) резко уменьшается, таким образом, рассмотренный нами механизм торможения должен быть доминирующим в сверхпроводниках с высокой концентрацией дефектов.

1. Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д.// УФН.-1973.-т. III.- №4.- С.655-682.
2. Natsik V.D., Chishko K.A. // Crystal. Res. and Technol. 1984. V19. N6. P. 763-768.
3. Барьяхтар В.Г., Друинский Е.И., Фалько И.И.// ФММ. -1972.-т.33.- №1.- С.5-17.
4. Huffman G.P., Louat N. // Phys. Rev. Lett. 1970. V24. N19. P. 1055-1059.

C138 РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ГРАНИЧНОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МИКРОМОСТИКА

Л.Л.Малиновский (Горький)

Для сверхпроводящего мостика малых размеров d (меньше длины когерентности ξ_0) с помощью математического аппарата микроскопической теории сверхпроводимости [I] сформулирована и решена граничная задача для функций Грина. Нормальная и сверхпроводящая области пространственно разделены так же как в промежуточном и вихревом состоянии массивного сверхпроводника [2]. Полученное решение подтверждает это предположение с точностью d/ξ_0. На границе области падения напряжения $\vec{z}_1$ плотность тока достигает критического значения. Из-за свободного обмена через мостик электронная ферми-жидкость, как термодинамическая система, характеризуется единым термодинамическим потенциалом μ и параметром порядка $\Delta(\vec{z},t)=|\lambda F(\vec{z},t,\vec{z},t)|\exp\{i[\int(-1)^k eV dt-\varphi(\vec z)]\}$. $V(t)$ – перепад напряжения на мостике, медленно меняющийся во времени (в масштабе Δ_0^{-1}).

Уравнение для временной причинной функции Грина чистого сверхпроводника в поле со скалярным потенциалом $U(\vec z,t)$ имеет вид:

$$\left\{\left[i\frac{\partial}{\partial t}-eU(\vec z)-\frac{1}{2m}\frac{\partial^2}{\partial\vec z^2}-\mu+(-1)^k eV\right]\left[i\frac{\partial}{\partial t}-eU-\frac{1}{2m}\frac{\partial^2}{\partial\vec z^2}+\mu\right]-|\Delta|^2\right\}G(\vec z,t;\vec z',t')=$$
$$=-i\left[i\frac{\partial}{\partial t}-eU-\frac{1}{2m}\frac{\partial^2}{\partial\vec z^2}-\mu-(-1)^k eV\right]\delta^3(\vec z-\vec z')\delta(t-t')+\frac{1}{m}\left(\frac{\partial}{\partial\vec z}F(\vec z,t;\vec z',t')\frac{\partial}{\partial\vec z}\Delta(\vec z)\right) \qquad /I/$$

Его решение находится приближенным методом, развитым для сложных граничных задач. Правая часть /I/ есть линейный оператор второго порядка по пространственной переменной $\vec z$ с коэффициентом $|\Delta(\vec z)|=\Delta_0\,\Theta(|\vec z-\vec z_1|)$. Ядром обратного оператора, действующего на второе слагаемое правой части /I/ взята граничная функция Грина по переменной $(\vec z-\vec z_1)$. В качестве функции Грина с координатами в нормальной области мостика в правой части /I/ взята корреляционная причинная функция электронов в нормальном состоянии $(\Delta=0)$:

$$G_n(\vec z,t;\vec z_1,t_1)=\frac{1}{(2\pi)^4}\sum_{n=0}^{1}\int d^3p\,d\omega\,G_n(\omega,\xi)\exp\left\{i\left[\vec p(\vec z-\vec z_1)-\omega(t-t_1)+\int_{-\infty}^{t}eU\left(\vec z-\frac{\vec p}{m}(t-\tau)\right)d\tau-\int_{-\infty}^{t_1}eU\left(\vec z_1-\frac{\vec p}{m}(t_1-\tau)\right)d\tau\right]\right\} \qquad /2/$$

где $G_n(\omega,\xi)=2\pi f((-1)^n\omega)/(\omega+(-1)^n i\delta-\xi)$, $\xi=(\vec p^2-p_F^2)/2m$, $f(\omega)$ – распределение Ферми, $\Theta(x)$ – функция Хэвисайда.

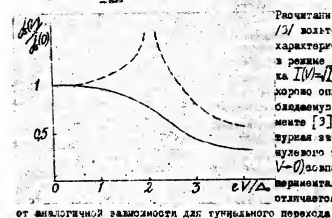
В нулевом приближении по $|\vec z_1|/\xi_0$ полученное решение в центре мостика не зависит от положения $\vec z_1$ скачка $|\Delta(\vec z)|$, т.е. от размеров области падения напряжения. Хотя связь пар электронов внутри мостика отсутствует $(\Delta(0)=0)$, фазовая когерентность электронов в

разных берегах не теряются при бесстолкновительном прохождении их через мостик. Решение самосогласовано и удовлетворяет условию электронейтральности в металле. Окончательное выражение для плотности тока в центре мостика имеет вид:

$$j(t) = V\cdot R^{-1} + j_a(V) + \mathrm{Im}\left\{ j_s(V)\exp\left[i\int 2eV(t)dt\right]\right\} \qquad /3/$$

где

$$j_s(V) = \frac{4\Delta i}{eR}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, f(\omega)\left[\left(\omega+\frac{eV}{2}+\sqrt{\left(\omega-i\delta+\frac{eV}{2}\right)^2-\Delta_0^2}\right)\left(\omega-\frac{eV}{2}+\sqrt{\left(\omega+i\delta-\frac{eV}{2}\right)^2-\Delta_0^2}\right)\right]^{-1} \qquad /4/$$



Рассчитанная на основе /3/ вольт-амперная характеристика мостика в режиме заданного тока $I(V) = \sqrt{I_s^2(V) + (V/R)^2} + I_a(V)$ хорошо описывает наблюдаемую в эксперименте [3]. Температурная зависимость нулевого тока (/4/ при $V \to 0$) совпадает с экспериментальной [3] и отличается при $T \ll T_c$ от аналогичной зависимости для туннельного перехода

$$I_c(T) = 8(1 - \langle l_1^2 - l_2 \rangle)(eR\Delta_0^2)^{-1}\int_0^{\Delta} d\omega\, \omega\sqrt{\Delta^2-\omega^2}\cdot \mathrm{th}\,\omega/2T \qquad /5/$$

Синусоидальный характер зависимости нестационарного тока Джозефсона подтверждается на точечных контактах [3, 4] и на мостиках [5] измерениями индуцированных СВЧ ступенек тока, в частности, обращением в нуль их высоты при изменении мощности СВЧ.

1. Абрикосов А.А., Горьков С.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике.-М.: Физматгиз, 1962.- 443 с.
2. Абрикосов А.А.// ЖЭТФ.-1957.-32, вып.6.- С.1442-1452.
3. Ахмитдинов Х.А., Малиновский Л.Л.// НТ-20. Тезисы докладов. Москва, 1978.- С.225;// ЖЭТФ.-1979.-76, вып.4.- С.1342-1350.// ФНТ.-1986.-12,№1.- С.11-16.
4. Головашкин А.И., Иваненко О.М.//ФНТ.-1986.-12,№4.С.368.
5. Yoshimori S.; Fukuhara K. and Kawamura M.// IEEE Trans. Elec. Dev.-1986.-ED-33, N 7.- P.1013-1019.

C139 # ОБРАТИМЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ T_c ПРИ ЗАКАЛКЕ И ОТЖИГЕ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Мамалуй А.А., Палатник Л.С., Виляй П.В.
Политехнический институт, г. Харьков.

Экспериментально исследовано влияние комплексной термообработки /закалка, высокотемпературный и низкотемпературный отжиг / на электросопротивление и температуру сверхпроводящего перехода /T_c/ керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Керамика $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ синтезировалась по стандартной технологии из окислов соответствующих элементов и представляла собой мелкокристаллический объект с орторомбической решёткой / a=3,82 в= 3,88 и с= 11,64 $Å$, T_c= 92,4 К, δ= 0,1 /. Термообработка представляла собой последовательную серию отжиговых и закалочных процедур. Температура отжига совпадала с температурой закалки. Охлаждение осуществлялось быстрым погружением разогретого образца в жидкий азот / $dT/dt \approx 8\cdot10^2$ град/с / внутри измерительной ячейки [1], что позволило провести измерения T_c и электросопротивления сразу после закалки, т.е. без отепления образцов, и после их нагрева в заданном режиме.

Измерения электросопротивления осуществлялось по компенсационной схеме на постоянном токе четырехзондовым способом. Точность измерений с учетом неповторяемости значений после цикла термообработки составляла 0,5 %. Температура в процессе измерений поддерживалась постоянной с точностью $\Delta T \leq 1\cdot10^{-2}$ К.

На рис.1 представлены характерные кривые резистивного перехода в сверхпроводящее состояние образца после заданного вида термообработки / отжиг -1, закалка -2 /. Ширина перехода неизменна и составляла 1 К. Значения T_c определялись при $\rho_c = 0,5\rho_n$.

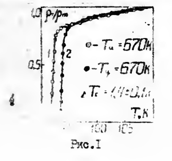


Рис.1

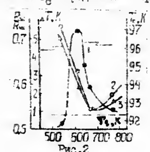


Рис.2

Характерная зависимость наблюдаемых значений T_c от температуры закалки в области 500–800 К, где реализуется орторомбическая фаза / рис.2, кривая-1/, содержит четко выраженную область с повышенными значениями T_c. Максимальное увеличение T_c зависит от происхождения керамики сравнительно слабо и составляет величину 4,5 –5,5 К при закалке от температур 600–650 К. Значения электросопротивления /кривая 2/ коррелируют с шириной перехода / кривая 3/.

Зафиксированное закалкой состояние с повышенными значениями T_c оказалось неустойчивым при T>100 К. На рис.3 представлена характерная зависимость T_c от температуры отжига при выдержке $\Delta\tau$ = 10 мин. при каждой температуре /изохрона/. В области температур 100, 110, 130 К наблюдаются ступени "возврата" значений T_c и некоторое повышение T_c при выдержке в области T > 150 К. Характерные температуры ступеней "возврата" и вид кривых зависят от температуры закалки и времени выдержки при низкотемпературном отжиге, что характерно для процессов связанных с миграцией и перераспределением зафиксированных закалкой точечных дефектов, по-видимому кислородных вакансий. Выдержка при T_a = 290 К приводит к полному возврату T_c к исходному значению /стожженному/. Ширина перехода при этом несколько возрастает.

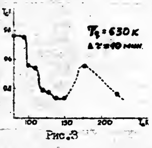


Рис.3

Анализ обнаруженных обратимых изменений T_c и электросопротивления, а также сопоставление с литературными данными и оценки диффузионной подвижности позволяют считать, что в области температур T < 700 К исследуемая керамика представляет собой "закрытую" термодинамическую систему, а наблюдаемые изменения связаны с термоактивируемым перераспределением /в том числе упорядочением/ кислородных вакансий в решётке, что соответственно проявляется в ряде особенностей физических свойств исследуемой керамики в широкой области температур.

1. Мамалуй А.А., Медник А.Н., ПТЭ, - 1981, -в.5, -217-218.

C140 **ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КИСЛОРОДЕ И ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ МЕТАЛЛООКСИДНЫХ ВТСП**

Г.А.Маринин, А.В.Леонтьева, В.М.Звистунов, Б.Я.Сухаревский, Д.В.Степанчук (Физико-технический институт АН УССР, г.Донецк)

Твердый кислород ($T_{пл}$=54,4 К) существует в трех модификациях, которые реализуются в нормальных условиях в следующих температурных областях: антиферромагнитная α-модификация, имеющая моноклинную структуру при T≤23,8 К, парамагнитная β-модификация с ромбоэдрической структурой при 23,8 К<T≤43,8 К, кубическая ГЦК-структура, γ-фаза при 43,8 К<T≤54,4 К.

В работе были проведены исследования низкочастотного внутреннего трения (НЧВТ) в кристаллическом кислороде методом обратного крутильного маятника при частотах 4-8 Гц, амплитуде колебания 10^{-5} по методике, описанной ранее [1]. Свободные образцы кислорода имели длину 30мм, диаметр 6мм, чистота исходного газа 99,9%. Исследования проводились в режиме нагрева и охлаждения.

На рис.1 представлена температурная зависимость НЧВТ кристаллического кислорода в интервале температур 7-52 К. Видно, что вблизи фазовых переходов $T_{\alpha\beta}$ и $T_{\beta\gamma}$ имеются пики внутреннего трения (δ), резко отличающиеся по степени релаксации ($\Delta_{\alpha\beta}\approx10^{-2}$ и $\Delta_{\beta\gamma}\approx4\cdot10^{-2}$). При прямом и обратном нагреве обнаружен незначительный гистерезис (3-4 К), что типично для фазовых переходов I рода. Указанное различие в величине пиков НЧВТ при $\alpha\beta$- и $\beta\gamma$-переходах объясняется с позиций термодинамических особенностей этих переходов. Действительно, высокотемпературный фазовый переход ($\beta\rightleftarrows\gamma$)

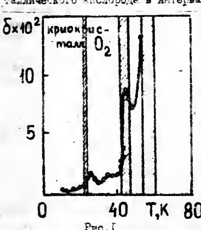


Рис.1

в твердом кислороде является довольно радикальным, о чем свидетельствует высокая теплота перехода $L_{\beta\gamma}$= 177,6 кал/моль, соизмеримая с теплотой плавления и большой скачок объема ($\Delta V/V$≈5%). Переход $\alpha\rightleftarrows\beta$ характеризуется низкой теплотой ($L_{\alpha\beta}$=22.44 кал/моль) и незначительным скачком объема ($\Delta V/V$=0,5%). Поэтому пик при $\alpha\beta$-переходе в O_2 много меньше пика при $\beta\gamma$-переходе.

Ранее, в работе [2] высказано предположение, что низкотемпературные пики внутреннего трения в образцах металлооксидных ВТСП могут быть обусловлены фазовыми переходами в конденсированном кислороде, находящемся в замкнутых порах образцов ВТСП. Сравнение таких характеристик пиков внутреннего трения в ВТСП (рис.2а, б), как температура и степень релаксации, с соответствующими параметрами пиков НЧВТ в твердом кислороде подтверждает данную гипотезу. Действительно: 1) абсолютное значение величины степени релаксации в чистом кислороде (рис.1) значительно превышает аналогичную характеристику образцов ВТСП ($\Delta \approx 10^{-3}$ в случае ВТСП и $\Delta \approx 10^{-1}$ в случае O_2); 2) соотношение пиков НЧВТ в O_2 при 24 и 45 К составляет 1:4. Из рис.2а и б видно, что подобное соотношение сохраняется и для образцов La – Sr – Cu – O (1:3) [3] Y – Ba – Cu – O (1:3) [4], что свидетельствует в пользу высказанной в [2] идеи о возможной роли кислорода в особенностях внутреннего трения в ВТСП при низких температурах. Необходимо также подчеркнуть, что в монокристаллах ВТСП (рис.2в) [5], где практически отсутствуют замкнутые поры, низкотемпературные пики внутреннего трения при 24 и 45 К полностью отсутствуют.

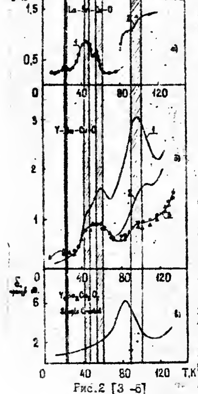


Рис.2 [3 -5]

1.Маринин Г.А., Леонтьева А.В., Сухаревский Б.Я. и др.//ФНТ.-1985.- II,№10.-С.823-830.

2.Леонтьева А.В.,Маринин Г.А.,Свистунов В.М.,Сухаревский Б.Я.//ФНТ. -1989.-15,№9.-С.992-994.

3.Варюхин В.Н.,Резников А.В.,Григуть О.В.//Письма в ЖЭТФ.-1987.- 46,-С.158-160.

4.Буренков Ю.А.,Иванов В.И., Лебедев А.Б. и др.//ФТТ.-1988.-30, №10.-С.3188-3191.

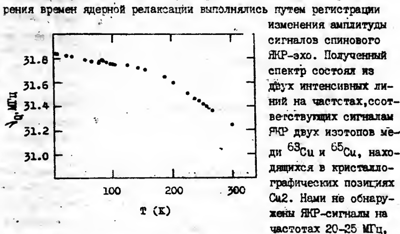
5.Bourne L.C., M.Kim, Choon A.Zessl //Phys.Rev.-1988.-38,N6.-P.11949-11951

C14I

ЯДЕРНЫЙ КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС $^{63,65}Cu$ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

В.Л. Матухин, И.А. Сафин, В.Н. Анашкин (физико-технический институт КНЦ АН СССР, Казань), В.В. Мощалков, А.А. Гиппиус, В.И. Воронкова (Московский государственный университет)

В температурном диапазоне I,7-300 К выполнено исследование спектральных и релаксационных параметров ЯКР $^{63,65}Cu$ в $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (δ = 0,2, T_c = 86 К). Образец соединения представлял собой неориентированный набор мелких монокристаллов, выращенных по стандартной методике из расплава. Измерения проводились на импульсном ЯКР спектрометре ИС-3. Запись спектров, измерения времен ядерной релаксации выполнялись путем регистрации изменения амплитуды сигналов спинового ЯКР-эхо. Полученный спектр состоял из двух интенсивных линий на частотах, соответствующих сигналам ЯКР двух изотопов меди ^{63}Cu и ^{65}Cu, находящихся в кристаллографических позициях Cu2. Нами не обнаружены ЯКР-сигналы на частотах 20-25 МГц,



связанные с позициями CuI. Время спин-спиновой релаксации T_2 для линии ЯКР $^{63}Cu(2)$ равнялось 40 мкс и следует ожидать, что для позиций CuI значения T_2 являются более короткими. Поэтому одной из возможных причин отсутствия сигналов ЯКР-эхо в указанном районе может быть укорочение времени спин-спиновой релаксации T_2. Сравнительно малая ширина резонансных линий (~ 50 кГц) позволила провести детальное исследование температурной зависимости частоты ЯКР ^{63}Cu в $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (рисунок). Полученная за-

висимость выше T_c носит нелинейный характер, имеется также небольшой сдвиг ($\Delta\nu_Q = 10^{-3}\nu_Q$) резонансной частоты в районе T_c.

Ранее аналогичные аномалии частоты ЯКР в области температуры сверхпроводящего перехода были обнаружены в соединениях $YBa_2Cu_3O_7$ и $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ /1,2/. При понижении температуры линия ЯКР $^{63}Cu(2)$ не претерпевает какого-либо дополнительного уширения и в сверхпроводящем состоянии температурная зависимость частоты является линейной.

Выполненные в сверхпроводящем состоянии измерения времен спин-решеточной релаксации T_1 изотопов меди предполагают квадрупольный механизм ядерной релаксации меди в $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (T_1^{63}/T_1^{65} = 0,77 при T = 1,7 К). К настоящему времени имеется большое число работ, посвященных исследованию спин-решеточной релаксации ядер меди. В большинстве выполненных исследований отмечается магнитный механизм ядерной релаксации меди. Экспериментальные значения релаксационного времени T_1 при низких температурах ($T < T_c$) свидетельствуют о том, что наличие редкоземельного иона Tm^{3+} дает малый вклад в ядерную релаксацию меди Cu2. Известно, что в других соединениях системы $REBa_2Cu_3O_7$ (RE = Sm, Nd, Gd) дипольное взаимодействие ядерных спинов с неспаренными электронами парамагнитных ионов определяют эффективную ядерную релаксацию Cu2 /3/. Наблюдаемая особенность ядерной спин-решеточной релаксации меди в случае $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ может быть связана с влиянием кристаллического поля на основное состояние иона Tm^{3+}.

1. Riesermaier H. et al.// Sol. St. Comm.-1987.-64, N3. -309-312.

2. Watanabe I. et al.// J. Phys. Soc. Jpn.,-1988.-56, N9. -3028-3031.

3. Kohori Y. et al.// J. Phys. Soc. Jpn.- 1988.-57, N9-2912-2915.

C142 КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ БАРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА T_c И ЛОКАЛИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В $YBa_2Cu_3O_x$.

И.В.Медведева, Ю.С.Берсенев, Б.А.Гижевский, Н.М.Чеботаев, С.В.Наумов (Институт физики металлов УрО АН СССР, г.Свердловск), Г.Б.Демишев (Институт физики высоких давлений АН СССР, г.Троицк)

Исследовано влияние гидростатических давлений до 20 кбар на температурные зависимости электросопротивления и влияние квазигидростатических давлений до 200 кбар на параметры кристаллической решетки $YBa_2Cu_3O_x$ ($x = 6,95 \div 6,2$). Давление оказывает действие качественно аналогичное возрастанию x в $YBa_2Cu_3O_x$ и вызывает понижение удельного электросопротивления ρ, рост T_c и подавление локализационных явлений в кислородно-дефицитных образцах (рис.I).

Температура сверхпроводящего перехода для всех окислов $YBa_2Cu_3O_x$ с $x = 6,4 \div 6,95$ растет под давлением, барический коэффициент dT_c/dP зависит от x (рис.2). Зависимость $dT_c(x)/dP$ немонотонная, при $x \leq 6,8$ значения dT_c/dP существенно превышают dT_c/dP для системы $YBa_2Cu_3O_{6,95}$ с предельным содержанием кислорода.

Обнаружено значительное различие в барических коэффициентах электросопротивления при 293 К : для $x = 6,95 \div 6,4$ $d\ln\rho/dP = -1,2\cdot10^{-2}$ кбар$^{-1}$, для $x = 6,2$ $d\ln\rho/dP = -2,2\cdot10^{-2}$ кбар$^{-1}$.

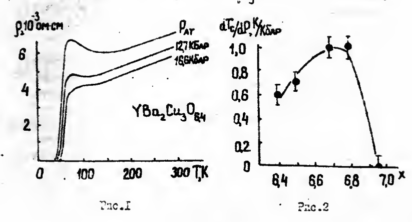


Рис.I Рис.2

Выдвинуто предположение, что проводимость в системах $YBa_2Cu_3O_x$ включает в себя два вклада: зонную и прыжковую, связанную с локализацией носителей заряда. Доля этих вкладов изменяется в зависимости от x и от T. Для образцов с x =6,95 с металлическим ходом $\rho(T)$ при T > T_c преобладает зонная проводимость, для x = 6,2 – прыжковая проводимость, характеризуемая зависимостью $\rho = a\,exp(Q/T^{-1/4})$, $Q = 2,1[N(\varepsilon_F)R_{loc}^3]^{-1/4}$ [1]. (R_{loc} – радиус локализации, $N(\varepsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми). Для промежуточных составов с 6,35 < x < 6,95 присутствуют оба вклада. Из наклона прямых $\ln\rho(T^{-1/4})$ для x = 6,2 и x = 6,4 в области полупроводникового хода $\rho(T)$ оценен радиус локализации и его изменение под давлением. R_{loc} растет под давлением, при x = 6,4 сильнее, чем при x = 6,2. Полученные оценки согласуются с полуколичественной зависимостью $T_c(R_{loc})$ и критерием сверхпроводимости ($R_{loc}^{c2} \simeq$ 50 A) в андерсоновском диэлектрике [2].

Исследования сжимаемости рентгеновским методом в алмазной ячейке показали, что $\varkappa_c$ возрастает при переходе из орто- в тетра- фазу $YBa_2Cu_3O_x$, а $\varkappa_a$ и $\varkappa_b$ меняются незначительно. Однако в сверхпроводящих образцах с x = 6,95 ÷ 6,7 не обнаружено существенного изменения $\varkappa_a$, $\varkappa_b$ и $\varkappa_c$. Поэтому эффект быстрого возрастания T_c под давлением в кислородно-дефицитных образцах не объясняется изменением упругих свойств решетки, а связан с электрон-фононной системой.

Учет локализационных эффектов в $YBa_2Cu_3O_x$ позволяет качественно объяснить немонотонную зависимость $dT_c(x)/dP$. В разупорядоченных кислородно-дефицитных $YBa_2Cu_3O_x$ с $x \leq 6,8$ давление сильнее влияет на слаболокализованные (с высокими T_c), чем на сильнолокализованные (с низкими T_c) системы. В образце с x = 6,95 локализационные эффекты практически отсутствуют, поэтому механизм влияния давления на T_c другой, с малой dT_c/dP.

1 Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. – М.: Мир, 1974. – 472 с.
2 Алексашин Б.А. и др. //ЖЭТФ. – 1989. – т.95, №2. с.678-697

Т143 СТРУКТУРНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ МЕЖГРАНУЛЬНЫХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ И МАГНИТОПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ВТСП-КЕРАМИК

Е.З.Мейлихов (Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова,Москва)

Общеизвестно, что причиной низкой плотности критического тока ВТСП-керамик и ее сильной зависимости от магнитного поля являются слабые связи между отдельными монокристаллическими фрагментами материала [1]. Интересная особенность объемных керамических ВТСП-материалов, отличающая их от традиционных сверхпроводников, состоит в том, что после быстрого и существенного спада в сравнительно малых магнитных полях их критический ток $I_{кр}(B)$слабо меняется при дальнейшем увеличении поля. Детальные исследования показывают, что в еще больших магнитных полях происходит быстрый спад критического тока. Это явление универсально и не зависит от состава керамики [1]. В настоящей работе предлагается интерпретация поведения $I_{кр}(B)$ в ВТСП-керамиках, связанная со структурными флуктуациями в джозефсоновских межгранульных контактах. Задача о влиянии подобных флуктуаций на магнитополевую зависимость критического тока отдельного джозефсоновского контакта была сформулирована и решена Янсоном [2]. Полученная им магнитополевая зависимость $i_c(B)$ критического тока структурно- неоднородного джозефсоновского контакта содержит в "зародыше" все отмеченные выше особенности магнитополевой зависимости критического тока $I_{кр}(B)$ ВТСП-керамики. Способ вычисления критического тока керамики в модели джозефсоновской среды (совокупности независимых джозефсоновских контактов, соединяющих сверхпроводящие гранулы) описан в [3]. Этот ток находится максимизацией выражения $I_{кр}(B)=Const(P-P_c)^t i^*(P)$, в котором $P(i^*)=\int_{i^*} f_B(i_c)di_c$ -доля слабых связей с критическими токами $i_c>i^*$, $f_B(i_c)$-функция распределения связей по критическим токам, t-перколяционный критический индекс проводимости (для кубической решетки связей t 1,5 ,P_c=0,25), $i^*(P)$- функция, обратная функции $P(i^*)$. В [3] указан также способ расчета функции $f_B(i_c)$ по известной функции $f_0(i_c)$ распределения связей по критическим токам в нулевом магнитном поле. Что касается функции $f_0(i_c)$, то, как показано в [3], слабые связи в YBCO-керамике хорошо описывается обрезанной степенной функцией распределения .

Расчетные зависимости $I_{кр}(B)$ определяются тремя параметрами :

1) эффективным линейным размером контакта a; 2) радиусом корреляции r структурных неоднородностей перехода; 3) средней глубиной K модуляции плотности критического тока в джозефсоновском переходе. Все эти три параметра однозначно находятся путем сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей $I_{кр}(B)$. Найденные таким образом значения параметров приведены в табл. (при этом использованы указанные в ней значения глубины проникновения λ_g).

Состав	$YBa_2Cu_3O_x$	$Bi_{0.7}Pb_{0.3}SrCaCu_{1.8}O_x$	$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$
T (R=0), K $J_c(0)$, A/см^2	92*) 180*)	111*) 150*)	113*) 500*)
λ_g(77K), мкм	0,4	0,4	0,2
a, мкм r, нм K Δ/r	2,5 1,2 0,85 1,8	0,8 1,2 5,0 15	0,8 1,3 2,5 5

*) По данным работы [1]; $J_c(0)$ при T=76 K.

Наибольший интерес представляют те строки таблицы, в которых приведены найденные значения радиуса корреляции r и коэффициента модуляции K пространственного распределения плотности критического тока по площади межгранульных джозефсоновских переходов в ВТСП-керамиках различного состава. Большая величина коэффициента модуляции говорит о ярко выраженной неоднородности этого распределения, а найденное значение радиуса корреляции близко к постоянной решетки вдоль оси c. Исходя из большой величины коэффициента модуляции $J_c(x)$ (см. табл.), межгранульный контакт можно представить себе как совокупность сравнительно редких слабых связей между CuO_2-плоскостями, принадлежащими соседним гранулам. Среднее расстояние между этими связями ≈ Δ, а "ширина" связи ≈ r. Рассмотренная модель позволяет сделать ряд практических выводов, касающихся роли отдельных технологических факторов в формировании магнитополевой зависимости критического тока ВТСП-керамики.

1. W.Ekin et al., Physica C160(1989), p.489

2. И.К.Янсон, ЖЭТФ (1970) т.58, с.1511

3. E.Meilikhov, Yu.Gershanov, Physica C157(1989), p.431

CI44 АНОМАЛИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $La_{2-x}A_yNiO_{4+\delta}$ (A=Na,K,Pr)

Мельников В.С., Михайлов И.Г., Морозовский А.Е., Пан В.М., Пшенцова Н.П., Толпыго С.К., Храмов А.Ю., Юденко С.К.

Институт металлофизики АН УССР, г.Киев
Институт геохимии и физики минералов АН УССР, г.Киев

La_2NiO_4 имеет ту же структуру, что и La_2CuO_4. La_2NiO_4, как и La_2CuO_4 – антиферромагнетик и диэлектрик. Эти соединения образуют непрерывный ряд твердых растворов. Поэтому представляется возможным появление при легировании La_2NiO_4 сверхпроводящего состояния [1,2]. В настоящей работе изучается влияние замещения лантана Na,K и Pr на электрические и магнитные свойства La_2NiO_4. Образцы изготовлялись с помощью стандартного керамического метода отжиг при 900°C. Электросопротивление измерялось четырехконтактным методом. Магнитная восприимчивость – методом Фарадея. Типичный вид зависимости сопротивления и магнитной восприимчивости от температуры для соединений $La_{2-x}A_yNiO_{4+\delta}$ (A=Na,K,Pr) приведен на рисунках 1 и 2 для соединения $La_{1.9}Na_{0.05}NiO_4$. При температурах больших температуры максимума электрического сопротивления Tmax (ρ Tmax = ρmax) присутствует полупроводниковая зависимость сопротивления от температуры $\rho(T) = \rho_0 \exp(\Delta/T)$. Ниже Tmax сопротивление сначала с уменьшением температуры падает, а затем снова начинает возрастать. На рисунке 3 построен график зависимости Tmax от Δ (Tmax сначала уменьшается с ростом Δ, а затем начинает возрастать). Подобное поведение $\rho(T)$ может наблюдаться в гетерогенной системе (параллельно соединенные сопротивления), сопротивление одной из компонент которой возрастает с температурой, а сопротивление другой компоненты уменьшается. Качественно подобная зависимость может наблюдаться и в системе с расслоением. Описанное поведение $\rho(T)$ коррелирует с данными рентгеноструктурного анализа. Рентгенофазовый анализ показал, что фаза La_2NiO_4 для всех составов является преобладающей. В небольшом количестве количестве присутствует не диагностированная фаза с наиболее сильным рефлексом 2.79 Å, содержание которой максимально при больших Tmax. Вполне вероятно, что хорошо проводящая компонента при низких температурах может перейти в сверхпроводящее состояние. Действительно, для ряда образцов, в которых концентрация неизвестной фазы была максимальна, на графике зависимости магнитной восприимчивости от температуры (рис. 4)

имеются аномалии, подобные сверхпроводящему переходу при температуре 115К.

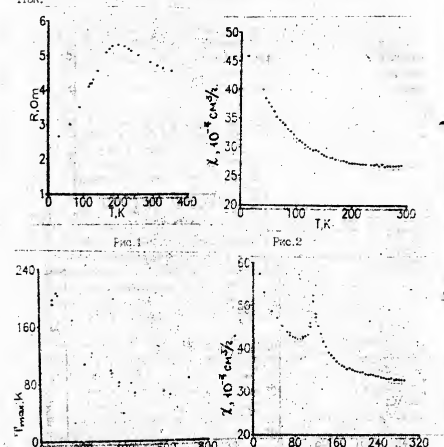


Рис.1 Рис.2

Рис.3 Рис.4

ЛИТЕРАТУРА

1. Kakol Z., Spalek J., Honig J.M.// J.Solid Stat.Chem.- 1989.- 79.- p.288-292.
2. Михайлов И.Г., Морозовский А.Е., Пан В.М. и др.//Тезисы II Всесоюзной конференции по ВТСП.- 1989.-с.270-271.

CI45

АНОМАЛИИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ при $x \sim 0.85$

Михайлов И.Г., Моросовский А.В., Нероденко О.М., Толпыго С.К., Юденко С.К.

Институт металлофизики АН УССР, г.Киев.

При замещении Y на Pr подавляются сверхпроводящие свойства соединения $YBa_2Cu_3O_7$ [1]. Причины уменьшения Tc твердого раствора $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ с ростом x не ясны [2]. Поэтому исследование указанных объектов представляет значительный интерес. В настоящей работе приводятся результаты исследования электросопротивления и магнитной восприимчивости этих соединений в широком интервале концентраций ($0 < x < 1$).

Образцы приготовлялись стандартным керамическим методом (3-х кратный перемол, отжиг при 900°С в течение 50-60 часов). Перед измерениями образцы дополнительно отжигались при 200°С. Tc уменьшалась до 0 при $x \sim 0.5$ (рис.1). Графики зависимости электросопротивления и магнитной восприимчивости от температуры для образца $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ приведены на рисунках 2 и 3. Для $x > 0.2$ зависимость сопротивления от температуры в широком интервале температур (например, для $x=0.6$ - в интервале $10 К < T < 150 К$) имеет вид: $\rho(T) \sim T^{-n}$, где n зависит от концентрации Pr (см.рис.4). При более низких температурах образцы или переходят в сверхпроводящее состояние ($0.2<x<0.5$), или сопротивление зависит от температуры по закону Мотта ($x>0.5$). Зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры хорошо описывается формулой $\chi = \chi_0 + C/T$, где C определяется концентрацией Pr и величиной магнитного момента иона Pr, который меняется незначительно при изменении x. χ_0 зависит от x (рис.4) и, как и n, имеет аномалию при $x \sim 0.85$.

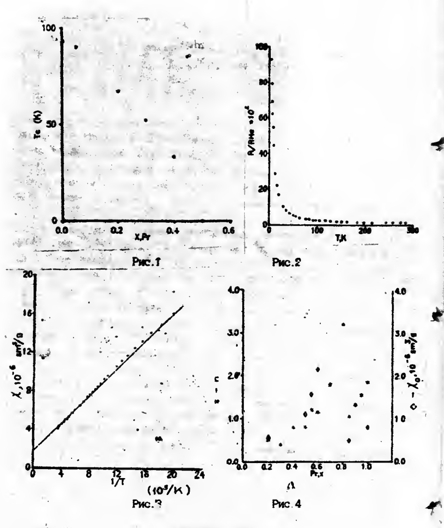


Рис.1 Рис.2

Рис.3 Рис.4

ЛИТЕРАТУРА

1. Chan-Soo Jee, A.Kebede, D.Nichols et al.//Solid State Comm.-1989.- v.69,N4.- p.379-384.
2. В.В.Григорьев, А.И.Егоров, Г.И.Каражанова и др.//СФХТ.-1989.- т.2,N9.-с.155-160.

C146 ВЛИЯНИЕ НЕСТЕХИОМЕТРИИ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА La_2CuO_4

Михайлов И.Г., Моровоский А.Е., Толпыго С.К., Юценко С.К.
Институт металлофизики АН УССР, г.Киев

Хорошо известно, что примеси и дефекты кардинально изменяют физические свойства La_2CuO_4. В частности, рост концентрации избыточного кислорода, который располагается между плоскостями LaO, приводит к падению температуры Нееля T и возникновению сверхпроводящей фазы [1]. Значительное влияние на электрические свойства оказывает также нестехиометрия по металлам [2]. Концентрация кислорода обычно изменяется длительным отжигом приготовленного образца при определенной температуре Тотж в атмосфере с различным содержанием кислорода и фиксируется последующей закалкой. При этом, с ростом Тотж наблюдается падение T_N при отжиге на воздухе и рост T_N при отжиге в вакууме, немонотонная зависимость величины диамагнитного отклика от Тотж с максимумом при Тотж в районе 600°С [3].

В настоящей работе мы предлагаем одно из возможных объяснений указанных выше закономерностей. В его основе лежит предположение о том, что отжиг La_2CuO_4 ведет к образованию двух типов дефектов по разному влияющих на электрические и магнитные свойства, причем их концентрация увеличивается с ростом Тотж. Первый тип дефектов - это межузельные атомы кислорода, располагающиеся между лантановыми плоскостями. Их существование и положение в решетке в настоящее время достаточно хорошо установлено [1]. Эти атомы, являясь акцепторами, сильно влияют на транспортные, сверхпроводящие и магнитные свойства. Вторым типом дефектов могут быть вакансии кислорода в CuO_2 плоскостях. Эти дефекты в силу их донорного характера являются магнитонеактивными, то есть они будут слабо влиять на величину T_N, однако их присутствие будет существенно ухудшать сверхпроводящие свойства. Покажем, как на основе такого подхода можно качественно объяснить экспериментальные результаты.

1. Падение температуры Нееля исходного образца при росте температуры его последующего отжига на воздухе можно связать с повышением концентрации сверхстехиометрического кислорода. Причиной уменьшения T_N может быть как магнитный характер таких примесных центров так и хаотизация величины слабого межплоскостного обменного взаимодействия. Возникающие одновременно дефекты второго типа (вакансии) сказываются на интегральном содержании кислорода, но слабо влияют на величину T_N. Рост температуры Нееля при последующем отжиге образца в вакууме связан с уменьшением концентрации межузельного кислорода тем большим, чем выше Тотж

2. Немонотонная зависимость величины диамагнитного отклика от температуры отжига [3] может быть результатом конкуренции двух факторов. С одной стороны рост концентрации межузельного кислорода с ростом Тотж должен увеличивать объем сверхпроводящей фазы, возникающей в результате фазового расслоения при температурах ниже комнатной. С другой стороны возможное появление вакансий в CuO_2 плоскостях должно приводить к ухудшению сверхпроводящих свойств.

3. Зависимость кинетических свойств соединений $La_{2+x}CuO_4$ от нестехиометрии по La. Ниже T~100K зависимость сопротивления от температуры для соединений $La_{2+x}CuO_{4+y}$ имеет вид: $\rho \sim \rho_0 \exp(\Delta/T)$. При x>0 Δ уменьшается с ростом x (при x<0 Δ не меняется). Исследованные образцы (за исключением образца La_2CuO_4, оттоженного при температуре T~800°C в вакууме) переходят в сверхпроводящее состояние с температурой начала перехода T_c~39-40K прямо из полупроводникового. Величина T_c несколько (на 1-2K) больше для x<0, чем для x>0. Можно предположить, что при x<0 дополнительные дефекты появляются в лантановых плоскостях, а в случае x>0 - в CuO_2 плоскостях. Эти дефекты (смотри [2]) по разному влияют на кинетические свойства исследуемых образцов, что коррелирует с гипотезой о появлении двух видов дефектов при отжиге La_2CuO_4. Появление дефектов в CuO_2 плоскостях может понижать критическую температуру, что и наблюдается на эксперименте. В согласии с работой [1] естественно предположить, что при низких температурах в исследуемых образцах происходит расслоение на области, отличающиеся содержанием кислорода. Тогда на зависимостях $\rho(T)$ может наблюдаться особенность, связанная с расслоением. Такая особенность действительно наблюдается в районе температур 150-250K и она не связана с антиферромагнитным переходом. В образцах, оттоженных при высоких температурах в вакууме такая аномалия отсутствует.

4. В заключение покажем, что рассмотренная модель позволяет объяснить зависимость кинетических и магнитных свойств соединения $La_2Cu_{1-z}Ni_zO_4$ от концентрации Ni[2]. Повышение энергетической щели и рост температуры Нееля с увеличением z до 0,02 также может быть связано с уменьшением содержания кислорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jorgensen J.D., Dabrowski B., Shiyou Pei et al.//Phys.Rev.B.-1988.-38, N16.-p.11337-11345.

2. Tolpygo S.K., Mikhailov I.G., Morozovsky A.E., Yushchenko S.K.// Physica C.-1989.-162-164.-p.959-960.

3. Бондарь А.В., Люфарь Д.Л., Михайлов И.Г. и др.//Материалы XVIII Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений.-1988, с.31-32.

СI47 ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЁТКАХ PbTe – PbS/(00I)KCl

П.Н.Михеенко (Дон ФТИ АН УССР, Донецк), О.А.Миронов, С.В.Чистяков (ИРЭ АН УССР, Харьков), А.И.Федоренко, В.В.Зорченко, А.Ю.Сипатов (ХПИ им. В.И.Ленина, Харьков)

Впервые выполнены комплексные исследования диамагнитного отклика (ДО) на переменном токе, резистивных свойств и механизмов пиннинга у эпитаксиальных сверхпроводящих (СП) сверхрешёток (СР) PbTe– PbS/(00I)KCl, являющихся структурными аналогами высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)/I-2/. До сих пор отсутствовали прямые диамагнитные измерения данных СР, что связано с чрезвычайно малым объёмом СП фазы в структуре толщиной 300 – 500 нм. ДО удалось зафиксировать по сдвигу частоты резонансного контура при внесении в измерительную катушку пакета из 8-ми тонкоплёночных образцов на подложках, перпендикулярно направлению линий магнитного поля H. В такой конфигурации эксперимента (см. рис.I) размагничивающий фактор пакета примерно равен фактору тела, охватывающего наиболее удалённые точки последнего, а эффективный объём,из которого происходит выталкивание силовых линий H, возрастает, давая выигрыш в чувствительности в 10^2– 10^4 раз по сравнению с одиночной плёнкой. Измерения проведены на частоте 67 Гц в поле модуляции H"= 0,2 – 2,2 Э (поперечное сечение пакета 4 x 7 мм^2). На рис.I представлены температурные зависимости ДО L (T) двух различных пакетов, полученные при нагреве образцов со скоростью 10^{-2}К/с от T = 2,4К при H" = 0,35 Э. Видны СП переходы, коррелирующие с резистивными измерениями (ширина перехода 0,3К). После перехода в нормальное состояние при обратном захолаживании наблюдался захват магнитного потока. Время восстановления отклика до равновесного значения (при бо-

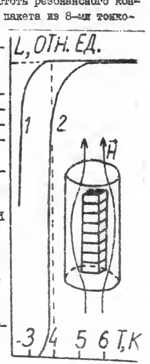


Рис.I

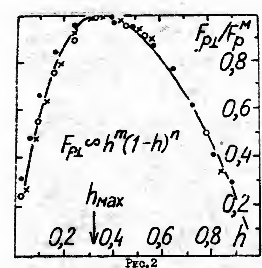


Рис.2

тром охлаждении) составило 10^2– 10^3с. Аналогичные релаксационные явления наблюдались и при записи магнитосопротивления одиночного образца СР при $T < T_C$, что свидетельствует о наличии СП блоков в СР, связанных джозефсоновским взаимодействием. О применимости джозефсоновской модели свидетельствует и зависимость амплитуды отклика от величины поля модуляции $L \infty (H^* - H^+_{c2})^X$ при T = 2,4К и малых значениях L, где X близко к значению $X_{кр}$ = 1,7 – критическому индексу, характерному для степенного поведения целого ряда параметров джозефсоновских СП систем в состоянии перколяции /3/. Величина H^+_{c2} = 2,82 Э – второе критическое поле СР как джозефсоновской среды оказалась на три порядка величины меньше, чем H^0_{C2} идеальной СР /1/. Блочность СР подтверждена электронно-микроскопическими и рентген-дифрактометрическими исследованиями, а также изучением процессов пиннинга. Критический ток I_C резко уменьшался уже в полях порядка нескольких эрстед, а величина критического поля H_{C2}, при которой $I_C = 0$, также оказалась заметно меньше H^0_{C2}. Зависимость силы пиннинга $P_{Pl} \infty \vec{I_C} \times \vec{H}$ вихревой решётки от магнитного поля в нормированных единицах представлена на рис.2 ($h = H/H_{C2}$; P_P^M – максимальное значение силы пиннинга). Анализ положения P_P^M и величин n и m в выражении $P_{Pl} \infty h^m(1-h)^n$ позволил заключить о существенности пиннинга на границах блоков размерами 300 – 1000 нм, что соответствовало оценкам межвихревого расстояния в поле h_{max}.

1. Миронов О.А. и др.// Письма в ЖЭТФ.-1988.-48.- С.100-102.
2. Миронов О.А. и др.// Письма в ЖЭТФ.-1989.-50.- С.300-303.
3. Иванченко Ю.М., Михеенко П.Н.//ФНТ.-1989.-15.- С.135-146.

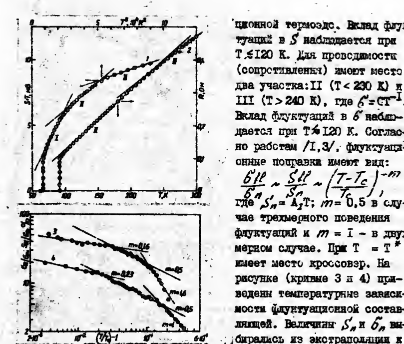
C148 ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ТЕРМОЭДС И ПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛА $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$

В.Н.Моргун, Е.А.Узбек, Н.Н.Чеботаев
(госуниверситет, г. Харьков)

В связи с изучением высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) представляет интерес вопрос о влиянии флуктуационного спаривания электронов на кинетические характеристики ВТСП соединений. Теоретически задача о влиянии флуктуаций на проводимость σ сверхпроводника (СП), в том числе слоистого, рассматривалась в ряде работ /1,2/. Для термоэдс S эта задача последовательно рассмотрена недавно в работе /3/. Сравнение с экспериментом для ВТСП соединений выполнено в основном только для проводимости и в большей части работ для керамик; кроме этого, в ряде случаев наблюдались аномалии S и $S = f(T)$ вблизи T_c.

В настоящей работе измерены температурные зависимости термоэдс и электропроводности в интервале 80 - 300 К на высококачественных монокристаллах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ в плоскости (ab) и выделен вклад флуктуаций. Результаты измерений приведены на рисунке для образца в виде пластины с размерами 5x2x0,03 мм^3, который имеет $T_c \simeq 91,5$ К, $\Delta T_c \leq 0,3$ К, $\rho_{293K} \simeq 1\cdot10^{-2}$ Ом·см, $S_{293} \simeq 30$ мкВ/К. Методика роста монокристаллов описана в /4/, методика измерений S и σ и особенности их температурных зависимостей - в /5/. Абсолютная дифференциальная термоэдс ВТСП $S = \Delta U/\Delta T$ и электропроводность измерялись по четырехточечной схеме. В интервале 90 - 120 К измерения выполнялись через 0,2 - 0,5 К. Погрешность измерений составляет менее 1 %.

Измеренная термоэдс Y-Ba-Cu-O имеет положительный знак и представлена на рисунке в координатах $S\cdot T = f(T^2)$ - кривая 1. Кривая 2 представляет данные по зависимости сопротивления R от температуры T. При выделении флуктуационной составляющей S_{fl}, σ_{fl} основным является вопрос о правильном выборе "идеальной" нормальной компоненты S_n и σ_n, для которых отсутствует вклад флуктуаций. Их выбор осложняется тем, что для Y-Ba-Cu-O в этой области температур имеют место фазовые переходы, в частности, при $T \sim 240$ К и, возможно, при $T \sim 150$ К /5/. С другой стороны, нет теоретически точных выражений для описания S, $\sigma = f(T)$. Согласно /5/, термоэдс можно описать выражением $A_iT + B_iT^{-1}$ на участках I (125 - 150 К), II (170 - 220 К), III (240 - 300 К), где A_iT - диффузионная термоэдс, член B_iT^{-1} обусловлен актива-



ционной термоэдс. Вклад флуктуаций в S наблюдается при Т ≤ 120 К. Для проводимости (сопротивления) имеют место два участка: II (T < 230 K) и III (T > 240 K), где $\sigma = CT^{-1}$. Вклад флуктуаций в σ наблюдается при Т ≤ 120 К. Согласно работам /1,3/, флуктуационные поправки имеют вид:

$$\frac{\sigma'_{fl}}{\sigma_n} \sim \frac{S_{fl}}{S_n} \sim \left(\frac{T-T_c}{T_c}\right)^{-m},$$

где $S'_n = A_I T$; $m = 0,5$ в случае трехмерного поведения флуктуаций и $m = 1$ – в двухмерном случае. При $T = T^*$ имеет место кроссовер. На рисунке (кривые 3 и 4) приведены температурные зависимости флуктуационной составляющей. Величины S_n и σ_n выбирались из экстраполяции к низким температурам участков I и II соответственно (A_I = 1,86·10^{-1} мкВ/$К^2$). Для термоэдс $m \approx 0,5$ в интервале 94,5 – 103 К, выше по температуре наблюдали увеличение m. Для проводимости $m \approx$ 0,5 в интервале 94 – 106 К, $m \approx 1$ в интервале 106 – 127 К ($T^* \sim$ 105). Относительный вклад флуктуаций при Т ~ 95 К для термоэдс составляет 30 %, для проводимости – 10 %.

1. Aslamasov L.G., Varlamov A.A.// J. of Low Temp. Phys.- 1980. - 38.- P. 223-241.
2. Hikami S., Larkin A.I.// Modern Physics Lett.-1988.-B2.- P. 693.
3. Варламов А.А., Ливанов Д.В.// Материалы 26 Всесоюзн. совещ. по физике низких температур, Донецк.-1990 (в этом же томе).- С.
4. Оболенский М.А., Бондаренко А.В., Зуб(е)рева М.О.// ФНТ.-1989. - 15, в.II.- С. 1152-1159.
5. Моргун В.Н., Чебстаев Н.Н., Бондаренко А.В.// ФНТ.-1990.-16, № 2. - С. 267-271.

C149 МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $Y_{1-x}Th_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ (0<x<1).

В.В.Мощалков, М.В.Семенов, А.А.Гиппиус, А.Н.Тихонов, Л.М.Ковба, Р.В.Шпанченко (МГУ им.М.В.Ломоносова)
С.А.Позигун (ФИАЭ им.И.В.Курчатова)

Изучение соединений в ряду $Y_{1-x}Th_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ представляет интерес в связи с проблемой сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в БТСП. При добавлении тория в исходную систему происходит замещение иона Y^{3+} на Th^{4+}, причем Th^{4+} не имеет локализованного магнитного момента. Образцы состава $Y_{1-x}Th_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ были впервые синтезированы методом, описанным в [1].

Были исследованы образцы для x=0.2, x=0.5, x=0.8, x=1. Из данных ρ(T) при увеличении процентного содержания тория происходит подавление сверхпроводящих свойств с их полной потерей для x>0.6.

На рис.1 представлены графики зависимостей M(H) при T= 4.2 K для образцов с различным содержанием тория. На рис.2 показаны соответствующие кривые при T= 10 K. Существенной особенностью этих зависимостей является то, что магнитные свойства образцов серии $Y_{1-x}Th_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ изменяются не монотонно : при замещении иттрия на 20 %, 50 %, 80 % тория парамагнетизм монотонно увеличивается, а у соединения $ThBa_2Cu_3O_{7-y}$ он меньше, чем у $Y_{0.2}Th_{0.8}Ba_2Cu_3O_{7-y}$. Такое поведение может быть связано с качественными изменениями в структуре и фазовом составе соединений $Y_{1-x}Th_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ при больших концентрациях тория (x>0.8).

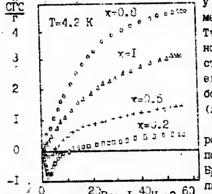
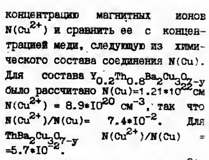


Рис.1

Для описания парамагнитного роста M(H) в сильных магнитных полях можно использовать функцию Бриллюэна в предположении, что парамагнитный ход M(H) обусловлен невзаимодействующими парамагнитными ионами Cu^{2+}, имеющими неспаренный $3d^9$ электрон [2].

Расчетные кривые в сравнении с экспериментальными точками приводятся на рис.3. Из параметров расчетных кривых можно получить


концентрацию магнитных ионов $N(Cu^{2+})$ и сравнить ее с концентрацией меди, следующую из химического состава соединения $N(Cu)$. Для состава $Y_{0.2}Th_{0.8}Ba_2Cu_3O_{7-y}$ было рассчитано $N(Cu)=1.21*10^{22}$ см $N(Cu^{2+}) = 8.9*10^{20}$ $см^{-3}$, так что $N(Cu^{2+})/N(Cu)= 7.4*10^{-2}$. Для $ThBa_2Cu_3O_{7-y}$ $N(Cu^{2+})/N(Cu) = 5.7*10^{-2}$.

Аналогичное расхождение $N(Cu^{2+})$ и $N(Cu)$ было получено из независимых измерений методом электронного парамагнитного резонанса и температурных зависимостей магнитной восприимчивости [3]. По-видимому, значительное редуцирование парамагнетизма в исследованных образцах связано с сильным обменным взаимодействием локализованных магнитных моментов Cu^{2+} в плоскостях CuO_2 через атомы кислорода с характерной константой J~1000 К [4].

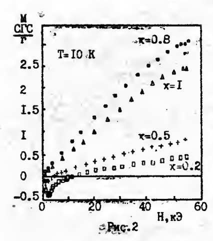


Рис.2

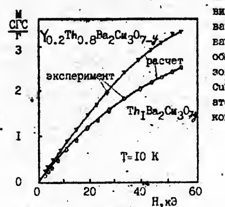


Рис.3

I. А.Кауль и др.//Синтез сверхпроводящих сложных оксидов Сверхпроводимость. Сборник статей: ИАЭ им.И.В.Курчатова, 1987.- с.II

2. David C. Johnston F.//Phys. Rev. Lett.- 1988.- 62, N.8,- pp.957-960.

3. Н.Б.Брандт и др.//ФТТ.- 1988.- 30, вып.4.- с.1210-1214.

4. Tranquada J.M. et.al.//Phys.Rev.B.- 1988.-38, N.4,-pp.2477-2485

C150

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ МОНОКРИСТАЛЛА $Bi_2Sr_2Ca_ICu_2O_x$ НА КРИВЫЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ХАРАКТЕР РЕЛАКСАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

В. В. Мощалков, А. А. Жуков (Физический факультет МГУ, Москва),
В. Д. Кузнецов, В. В. Метлушко (МХТИ им. Д. И. Менделеева, Москва),
Л. И. Леонюк (Геологический факультет МГУ, Москва).

Распределение биновских сверхпроводящих экранирующих токов по образцу существенно зависит от его геометрии. Для изучения этого эффекта в настоящей работе исследованы магнитные свойства при $T<T_c$ на одном и том же монокристалле, который, после начальной серии измерений, ломался вдоль и перпендикулярно оси "c". Исходный монокристалл имел размеры 2,72xI,63x0,5 мм^3, сколотый- 2,36xI,6Ix0,37 мм^3, температура перехода $T_c \approx 85$ К. Измерения проведены на СКВИД-магнитометре [I]. Значения j_c для ориентаций $B \parallel c$ и $B \perp c$ хорошо описываются зависимостью $j_c = j_c(0) \cdot \exp(-B/B_0) \cdot \exp(-T/T_0)$. Отношение $j_c^{И}/j_c^{СК}$ при $B \to 0$, где $j_c^{И}$ и $j_c^{СК}$ -критическая плотность тока исходного и сколотого монокристаллов, при T=30к и 50к составляет 0,933 и 0,975 соответственно. Величина B_0 так же не зависит от размеров: $B_0^{И}=64$ мТл, $B_0^{СК}=60$ мТл, при T=30 к. Показано так же что $B_0 = B^* \exp(-T/T^*)$, где B^* и T^* константы, причем $T^* \approx 2I$ К и одинаково для ориентаций $B \parallel c$ и $B \perp c$. Таким образом, абсолютные величины критических плотностей тока, как и их полевые зависимости, не зависят от размеров монокристалла.

На рис. I показаны скорости логарифмической релаксации магнитного момента R для исходного и сколотого монокристаллов.. Кривые $R(B)$ имеет острый максимум при $B=B_t$ -поле топологического перехода, $B_t - B_{cI} = (\sqrt{2}/\pi) \cdot j_c \cdot t \cdot \ln(2\alpha L/t)$, $\alpha \approx$ I,I05 [2], где t-толщина монокристалла, L-сторона, B_{cI}-первое критическое поле. Изменение размеров монокристалла приводит к уменьшению B_t и B_{cI} для сколотого образца. С учетом реальных размеров $(B_t^{И} - B_{cI}^{И})/(B_t^{СК} - B_{cI}^{СК})$=I,27 и ипользуя экспериментальные значения $B_{cI}^{И}$=5,2 мТл, $B_{cI}^{СК}$=2,6 мТл, получено $B_t^{И}$=I6 мТл; $B_t^{СК}$=II,5 мТл, что согласуется с экспериментом (рис. I) На рис. Iб представлены приведенные скорости релаксации $S=R/\Delta P_m$ (ΔP_m-ширина петли гистерезиса) для T=30 К. В полях $B>B_t$ величины S целого(□) и S сколотого(▪)

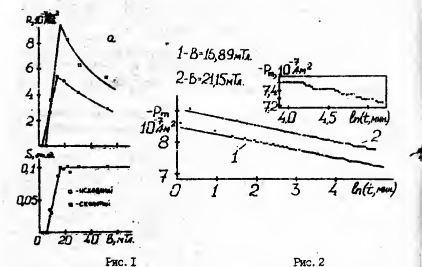


Рис. I Рис. 2

образцов совпадают. Аналогичные результаты получены и при T=50 K. По значению $S(B>B_t)=kT/U_0$ определена средняя глубина центров пиннинга U_0. Таким образом, приведенная скорость релаксации, наряду с критической плотностью тока, является фундаментальной характеристикой кристалла и не зависит от его размера.

Для ориентации $B\perp c$ у монокристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ релаксационные кривые магнитного момента P_m при достаточно больших временах (t>1часа) являются немонотонными, что хорошо видно на вставке рис. 2, где показан участок зависимости $P_m(\ln t)$ в поле B=16,89 мТл. Резкие скачки на зависимости $P_m(\ln t)$ можно связать с коллективным пиннингом вихрей для этой ориентации, который, повидимому, осуществляется строчками вихрей. Исходя из размеров образца 2,06(/B)x1,37x0,14 мм^3 и учитывая анизотропию масс ($m_c/m_{a,b}$=625) можно показать, что выход одной строчки вихрей в направлении вдоль плоскости ab образца соответствует изменению $\Delta P_m=6,0\cdot10^{-9}$ А/м^2, которое хорошо согласуется с величиной скачка ΔP_m, полученной на эксперименте.

1. Кузнецов В. Д. //ПТЭ. -1985. -4. -С. 196-201.
2. Мощалков В. В. и др. //СФХТ. -1989. -2, N. 12. -С. 84-103.

CI5I

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КРИП ПОТОКА В ПЛЕНКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

В. В. Мощалков, А. А. Жуков (Физический факультет МГУ, Москва)
В. Д. Кузнецов, В. В. Метлушко (Московский химико-технологический институт, Москва)
Е. В. Печень (Физический институт АН СССР, Москва)

В настоящей работе выполнено исследование процессов крипа потока на пленочных образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, имеющих форму тонких колец I,8Iх I,49 мм и дисков I,92 мм. Естественно ожидать существенного отличия крипа потока в пленках и монокристаллах ВТСП. Монокристаллическая пленка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с T_c ≈9I К толщиной 3500А на подложке $SrTiO_3$(I00), была получена магнетронным распылением без последующего отжига. Ось "с" пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ была ориентирована перпендикулярно плоскости подложки. Для измерения магнитных свойств использовался СКВИД-магнитометр [I].

Имея образцы в форме диска и тонкого кольца, изготовленных из одной и той же пленки, представляло интерес сравнить величину критической плотности тока j_c^d, полученной для образца в форме диска из полуширины ΔM петли гистерезиса по модели Бина [2] $j_c^d=30\Delta M/R$, с величиной j_c^r в тонком кольце, для которого магнитный момент P_m определяется соотношением $P_m=j_c^r \cdot S \cdot S^{сеч}$, где S – площадь кольца, $S^{сеч}$–сечение кольца. Полученные таким образом критические плотности токов хорошо согласуются друг с другом $j_c^r=3,2\cdot10^6 A/см^2 \approx 3,9\cdot10^6 A/см^2=j_c^d$.

Для Т=70 К была изучена релаксация магнитного момента, связанная с крипом потока. Рис. I иллюстрирует релаксацию магнитного момента диска из пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: кр. I–В=8,46мТл; кр. 2–В=II,89мТл; кр. 3 – I3,88мТл; кр. 4 – I8,36мТл; кр. 5 – 26,27мТл; кр. 6 – 34,72мТл; кр. 7 – 43,00мТл; кр. 8 – 5I,95мТл. Видно, что при t>I0 мин. появляется логарифмическая релаксация. Нелогарифмический характер релаксации на малых временах обусловлен, по-видимому, вязким течением потока при $j>j_c$ [3,4]. Для Т=70 К, В‖с, были изучены зависимости $P_m(\ln t)$ в двух режимах: ZFC до 70 К и ввод поля B_0, и FC до 70 К в поле B_0 и вывод поля сопровождающейся появлением остаточной намагниченности, релаксирующей во времени. В поле В=23,09 мТл

отношение составляет R^{ZFC}/R^{REM}~1,4.

На рис. 2а проведена полевая зависимость скорости логарифмической релаксации R^{ZFC}, (T=70 K, B//c) которая имеет острый максимум при B~20мТл, связанный с топологическим переходом в распределении экранирующих биновских токов [3, 4].

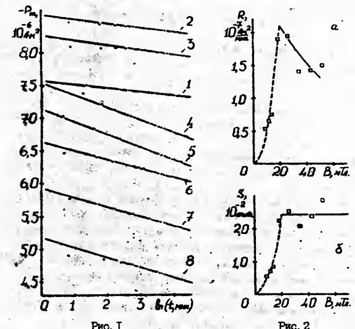


Рис. 1 Рис. 2

Для того, чтобы исключить влияние $j_c(B)$ на скорость логарифмической релаксации R вводится приведенная скорость логарифмической релаксации $S(B)=R/\Delta Pm \sim kT/U_c$. В поле B≥Bt≈20мТл зависимость S(B) выходит на постоянное значение, равное kT/U_0. Отсюда можно определить величину характерной энергии пиннинга U_0≈0,25eV, которая оказалась существенно большей, чем значение U_0 в монокристалле [4].

1. Кузнецов В.Д.//ПТЭ. - 1985. - 4. - С. 196-201.
2. Bean C.P.//Rev. Mod. Phys. - 1964. - 36. - P. 31-39
3. Мощалков В.В. и др.//Письма в ЖЭТФ. -1989. -50, вып. 2. -С. 81-85.
4. Мощалков В.В. и др.//СФХТ. -1989. -12. -С. 84-103.

C152 МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В СИСТЕМЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА И ПОСТОЯННОГО МАГНИТА

В.В.Немошкаленко, М.А.Иванов, Б.Г.Никитин, Ю.Г.Погорелов
(Институт металлофизики АН УССР, Киев)

Проникновение магнитного потока внутрь высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП), благодаря достаточно малому значению H_{c1} и его пиннинг на неоднородностях материала обусловливают необычные свойства взвешенного состояния в системе "ВТСП - постоянный магнит (ПМ)", такие, как наличие устойчивого равновесия ПМ над плоской поверхностью ВТСП[1], подвес ПМ под ВТСП (либо ВТСП под ПМ)[2]и, наконец, существование непрерывной области точек равновесия (НОТР) в такой системе[3,4]. Количественную теорию этих явлений можно построить в простой модели[4], использующей: а) наблюдаемые необратимые зависимости $M^{\pm}(H)$ намагниченности ВТСП при возрастании или убывании величины H однородного поля $\vec{H}$, б) обратимые переходы $M^{+}\rightleftarrows M^{-}$ с сохранением индукции $B = H + 4\pi M$ при смене направления изменения H и в) предположение о том, что при произвольном изменении H всевозможные отклонения $\vec{M}(\vec{H})$ от обратимого значения $\vec{M}^{0}(\vec{H}) = M^{0}\vec{H}/H$ для "идеального" сверхпроводника II рода с теми же H_{c1}, H_{c2}, но в отсутствие сил пиннинга подчиняются неравенству

$$|\vec{M}(\vec{H}) - \vec{M}^{0}(\vec{H})| \leq f = M^{-}(H) - M^{+}(H), \qquad (1)$$

где почти постоянная f отвечает изотропным силам пиннинга. Это позволяет определить границы НОТР в системе из малого ВТСП образца, взвешенного в поле $\vec{H}$ ПМ (почти однородном на размерах ВТСП), из условия

$$|\rho g \hat{h}^{-1}\vec{e} + \vec{M}^{0}(\vec{H})| \leq f , \qquad (2)$$

где ρ - плотность ВТСП, g - ускорение силы тяжести в направлении единичного вектора $\vec{e}$, $h_{ij} = \partial H_i/\partial r_j$, $\vec{r}$ - положение ВТСП. Вокруг каждой точки из НОТР имеется малая область упругости (ОУ), так что внутри ОУ равновесие абсолютно устойчиво, а собственные частоты малых трансляционных колебаний (сферического ВТСП) даются корнями уравнения

$$\det(\rho\omega^2 - 3/8\pi\,\hat{h}^2) = 0 . \qquad (3)$$

Отсюда следует простой способ прямого локального измерения тензора градиента поля $\hat{h}$. Вне ОУ движение образца становится необра-

тными из-за сил "трения", возникающих при срывании вихрей потока с центров пиннинга.

Условие (2) значительно облегчается в отношении требуемых значений $\hat{h}$ в случае ПМ, взвешенного вблизи массивного ВТСП, благодаря множителю $v_S/v_M \gg 1$, появляющемуся при этом возле первого слагаемого в (2), где v_S – эффективный объем захваченного в ВТСП потока, а v_M – объем ПМ. Поэтому такая ситуация может быть предпочтительнее для практических целей[4]. Ее простое теоретическое описание можно получить при модельном предположении, что ВТСП материал представляет собой совокупность малых сферических частиц, дающих независимые вклады в полную энергию системы. Тогда, интегрируя по объему ВТСП, получим квадратичную зависимость изменения свободной энергии от малых трансляций Δ_i и поворотов φ_j образца ПМ относительно своего равновесного положения и ориентации

$$\Delta F = 1/2 \left(m \sum \omega_i^2 \Delta_i^2 + \sum I_j \Omega_j^2 \varphi_j^2\right), \qquad (4)$$

где m – масса ПМ, I_j – его момент инерции относительно j-го вращения, а собственные частоты ω_i и Ω_j трансляционных и крутильных мод были рассчитаны для случая дипольного ПМ с магнитным моментом $\vec{\mu} \parallel Ox$ на высоте z над плоской поверхностью полубесконечного ВТСП (здесь Δ_i и φ_i отвечают движениям вдоль и вокруг i-й декартовой оси

$$\omega_i(z) = \beta_i \mu \sqrt{\frac{\alpha}{m}}\, z^{-5/2}, \quad \Omega_j(z) = \gamma_j \mu \sqrt{\frac{\alpha}{I_j}}\, z^{-3/2}, \qquad (5)$$

где $\beta_x = 3\sqrt{5}/8\sqrt{2}$, $\beta_y = 3\sqrt{69}/8\sqrt{35}$, $\beta_z = 3\sqrt{23}/8\sqrt{70}$, $\gamma_z = \sqrt{521}/16\sqrt{10}$, $\gamma_x = 2\gamma_z$, а α – относительная объемная доля ВТСП фазы в окрестности проекции ПМ на поверхность ВТСП. Сравнение степенных зависимостей (5) с экспериментальными данными, полученными для почти сферического ПМ массой $m = 0{,}021$ г и $\mu = 1{,}2$ Гс·см^3 над литым диском из $YBa_2Cu_3O_7$ диаметром 3 см, толщиной 0.4 см с радиальным разрезом шириной 0,15 см (Рис.) показывает неплохое качественное согласие для показателей степени, однако численные коэффициенты должны учитывать конкретную геометрию эксперимента.

1. F. Hellmann et al.; J. Appl. Phys. 63, 4479 (1988).
2. P. N. Peters et al., Appl. Phys. Lett., 52, 2066 (1988).
3. E. H. Brandt. Appl. Phys. Lett., 53, 1554 (1988).
4. Е.Е. Мешкинзенко и др. Препринт ИМФ 6. 89., Киев, 1989.

CI53 **СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И СИЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АНДЕРСОНА**

Д.М.Николаев, А.Н.Димитров
(Институт прикладной физики АН МССР)

В работе исследуется влияние слабой гибридизации (V) локализованных на узлах решетки $3d$-электронов с сильным внутриузельным кулоновским отталкиванием ($V \ll U$) на температуру СП-перехода для зонных $2p$-электронов и на плотность электронных состояний. Модель, описываемая гамильтонианом $H = H_0 + H_{dp} + U\sum d^+_{n\uparrow} d_{n\uparrow} d^+_{n\downarrow} d_{n\downarrow}$

$$H_0 = \epsilon \sum_n d^+_{n\sigma} d_{n\sigma} + \sum_k \left[\epsilon_k P^+_{k\sigma} P_{k\sigma} - \lambda \Delta P^+_{\uparrow k} P^+_{\downarrow -k} - \lambda \Delta^* P_{\downarrow -k} P_{\uparrow k}\right] + \lambda |\Delta|^2 \quad (1)$$

$$H_{dp} = -V \sum_{nk} \left[d^+_{n\sigma} P_{k\sigma} \exp(i\vec{k}\vec{R}_n) + э.с.\right] = -V \sum_n \left[d^+_{n\sigma} P_{n\sigma} + э.с.\right] \quad (2)$$

рассматривалась в работе /I/ для случая слабых корреляций (метод континуального интеграла) и в работе /2/ для случая больших U (методом функций Грина). Параметр $\Delta^* = \langle P^+_{\uparrow k} P^+_{\downarrow -k} \rangle$ учитывает сверхпроводимость в $2p$-зоне. Плотность электронных состояний при наличии слабой гибридизации изучалась в /3/.

В настоящей работе методом континуального интегрирования по вспомогательным грассмановым переменным, развитым в /4/, исследуется гамильтониан (I)-(2). Метод позволяет использовать как узельное представление Ванье для описания $3d$-электронов, так и зонные $2p$-состояния.

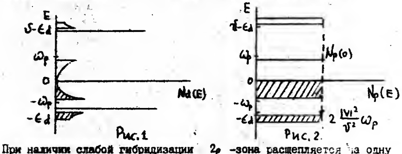
При вычислении статистической суммы в представлении взаимодействия $Z = Z_0 \langle T(\exp \int_0^\beta d\tau\, \hat{H}_{dp}(\tau)) \rangle_0$ T-экспонента линеаризуется с помощью 4-х грассмановых переменных, а применение теоремы о связности позволяет полностью исключить исходные ферми-поля и выразить статистическую сумму Z через новые грассмановы переменные. Вычисление свободной энергии в гаусовом приближении и её минимизация приводят к следующему выражению для критической температуры СП-перехода: $U > \epsilon > \omega_0 > |V|$:

$$\ln\left(\frac{T_{c0}}{T_c}\right) = \frac{2|V|^2}{\lambda N_p(0)} \left[\frac{n_d \Phi(|\epsilon|) + (1-n_d)\Phi(|\epsilon - U|) + \mathcal{H}}{1 - |V|^2 \mathcal{H}}\right]$$

$$\mathcal{H} = \left(\frac{n_d}{\epsilon^2} + \frac{1-n_d}{|\epsilon - U|^2}\right); \quad \Phi(|x|) = \frac{1}{|x|^2}\left(1 + \lambda N_p(0) \ldots\right)$$

Т.о. при $\varkappa < \frac{1}{\gamma^2}$, $T_c < T_{c_0}$, т.е. гибридизация $3d$ – и $2p$ –состояний (при половинном заполнении или близком к нему) приводит к подавлению сверхпроводимости.

Плотности гибридизованных $3d$ – и $2p$ –состояний (при половинном заполнении $3d$ –состояний) приведены на Рис.1.и Рис.2.



При наличии слабой гибридизации $2p$ –зона расщепляется на одну широкую и две узкие подзоны (за счет вклада $3d$ –состояний при гибридизации) а $3d$ –состояния имеют как два исходных уровня с меньшимчислом состояний на них, так и три слабо выраженные подзоны, которые учитывают вклад $3d$-состояний в $2p$ –подзону за счет гибридизации.

I. G.Ciobanu, I.Corcotai, A.B.Pazakas// Phys.Stat.Solid. C.,1988,BI49,NI,p.244-256.

2. Y.Ono, T.Matsuura, Y.Kuroda // Phys.C., 1989,v.I59, p.878-888.

3. J.Zaanen, A.M.Oles // Phys. Rev.1988,B37,NI6,p.9423-9438.

4. S.K.Sarker // J.Phys.C: Solid Stat.Phys. 1988,L667-L672.

С154 О ПЕРЕХОДЕ В СМЕШАННОЕ СОСТОЯНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ II РОДА

А.В.Никулов (Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов АН СССР, п.Черноголовка,Московской обл.)

Как следует из ряда работ (см. например, [I]) экспериментальные данные по теплоемкости вблизи второго критического поля H_{c2} могут быть описаны в рамках одномерной модели. В наших работах [2,3] было экспериментально показано, что качественное изменение электрической проводимости в перпендикулярном магнитном поле, которое можно связать с переходом в смешанное состояние, происходит ниже H_{c2}, а данные по намагниченности и электрической проводимости выше перехода описываются в рамках одномерной модели. На основании вышеизложенного нами было высказано предположение, что переход в смешанное состояние происходит ниже H_{c2} [2], и ему предшествует "переход" в квазиодномерное состояние. В данной работе предлагается объяснение отличия положения перехода в смешанное состояние, которое мы обозначим H_{c4} от H_{c2}.

Воспользуемся предложенным Эленбергером [4] разложением волновой функции по функциям, описывающим решетки Абрикосова, смещенные относительно одной из решеток на вектор λ. В этом представлении эффективный гамильтониан Гинзбурга-Ландау имеет следующий вид:

$$F_{\Gamma\text{-}\Lambda} = \sum_{K}\left(\alpha + \frac{e\hbar H}{mc} + \frac{\hbar}{2m} q_z^2\right)|\Psi_K|^2 + \frac{\beta}{2}\frac{1}{V}\sum_{K_i} V_{K_1K_2K_3K_4}\Psi^*_{K_1}\Psi^*_{K_2}\Psi_{K_3}\Psi_{K_4}$$

где $K=(\lambda_x; \lambda_y; q_z)$: V - объем; α; β - коэффициенты в выражении для свободной энергии Гинзбурга-Ландау. $V_{K_1K_2K_3K_4} = V_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}\delta_{q_{z1}+q_{z2};q_{z3}+q_{z4}}$. Матрица $V_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}$ вычислена в работе [5]. Мы ограничились нулевым уравнем Ландау, так как нас интересует область $H-H_{c2} \ll H$. В смешанном состоянии возникает одна из решеток Абрикосова, а в эффективном гамильтониане Гинзбурга-Ландау происходит варьирование по амплитудам всех решеток. По нашему мнению это является причиной отличия положения перехода в смешанное состояние H_{c4} от $H_{c2}=-\alpha\frac{mc}{e\hbar}$. Поэтому для нахождения H_{c4} следует построить новый эффективный гамильтониан, в котором варьируется амплитуда лишь одной из решеток Абрикосова, а по остальным проведено термодинамическое усреднение. Для этого в выражении для свободной энергии:

$$\frac{F}{k_Б T} = -\ln\sum_{\Psi_K} \exp - \frac{F_{\Gamma\text{-}\Lambda}}{k_Б T}$$

выделим члены, содержащие амплитуду

$$\frac{F}{k_Б T} = -\ln \sum_{\Psi_0} \exp -\left[\frac{(H-H_{c2})\frac{e\hbar}{mc}|\Psi_0|^2 + \frac{\beta_A \beta}{2V}|\Psi_0|^4 + f(\Psi_0)}{k_Б T} \right]$$

где $\beta_A = V_{0000} \simeq 1{,}16$

$$\frac{f(\Psi_0)}{k_Б T} = -\ln \sum_{\Psi_{k\neq 0}} \exp\left[\frac{\sum_{k\neq 0}(H-H_{c2})\frac{e\hbar}{mc}|\Psi_k|^2 + \frac{\beta}{4V}\sum_{k_i}' V_{k_1k_2k_3k_4}\Psi_{k_1}^*\Psi_{k_2}^*\Psi_{k_3}\Psi_{k_4}}{k_Б T} \right]$$

По аналогии с теорией фазовых переходов II рода критическую точку определим из условия равенства нулю коэффициента перед первым членом разложения нового эффективного гамильтониана по параметру порядка

$$(H_{c4} - H_{c2})\frac{e\hbar}{mc} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 f}{\partial \Psi_0^2}\Big|_{\Psi_0=0} = 0$$

Проведем вычисления, используя независимость величины термодинамического среднего $\langle|\Psi_k|^2\rangle$ от λ в квазиодномерной системе и результаты работы [6] для вычисления $\langle|\Psi_k|^2\rangle$. Получим:

$$\frac{H_{c4}-H_{c2}}{H_{c2}} = -0{,}944\left(\frac{k_Б T}{H_c^2 \xi^3}\right)^{2/3}$$

где H_c – термодинамическое критическое поле, ξ – корреляционный радиус. При 4,2 К для V_3Ge: $(H_{c4}/H_{c2} - 1) = -0{,}009$, для $Nb_{94,3}Mo_{5,7}$: $(H_{c4}/H_{c2} - 1) = -0{,}001$, что близко к ранее полученным нами экспериментальным значениям [2,3]: –0,02±0,01 и –0,002±0,001 для V_3Ge и $Nb_{94,3}Mo_{5,7}$, соответственно. Теоретическая и экспериментальная зависимости $H_{c4}-H_{c2}$ от T качественно совпадают: при $T \to T_c$; $H_{c4}-H_{c2} \to 0$ [7]. Более подробное сравнение теории с экспериментом невозможно из-за большой ошибки измерений.

1. Thouless D.J.//Phys.Rev.Lett.-1975- 34, N9, 946-949.
2. Марченко В.А., Никулов А.В. // Письма в ЖЭТФ, - 1981, - 34, вып. 1, с. 19-21.
3. Марченко В.А., Никулов А.В. // ЖЭТФ, - 1984, - 86, вып. 4, с. 1395-1399.
4. Eilenberger G.//Phys.Rev.-1967- 164, N2, 528-634.
5. Ruggeri G.//Phys.Rev.-1979- B20, N9, 3626-3632.
6. Brey A.J.//Phys.Rev.-1974- B9, N12, 4752-4760.
7. Марченко В.А., Никулов А.В. // ФНТ - 1983, - 9, вып. 8, с. 816-820.

C155 ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО ДАВЛЕНИЯ НА КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СОЕДИНЕНИЙ $NbSe_2$ И $Sn_{0.1}Nb_{0.9}Se_2$.

Оболенский М.А., Чашка Х.Б., Белецкий В.И.
государственный университет, г. Харьков;
Полторацкий Ю.Б.
НПО "Монокристаллреактив", г. Харьков

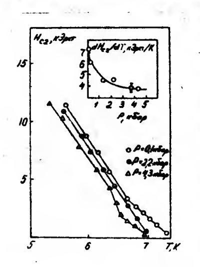
Интерес к исследованиям влияния анизотропии на критические параметры сверхпроводящего состояния дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) обусловлен реальной возможностью существенного изменения межслоевого расстояния в соединениях такого типа. Большая часть работ в этой области проводилась по пути увеличения анизотропии при интеркалировании. Эффекты, связанные с уменьшением анизотропии за счет сближения слоев, остались практически незатронутыми. Кроме того, исследование сверхпроводящих ДПМ дает возможность связать параметры сверхпроводников с величинами, характеризующими поверхность Ферми. В случае ДПМ это существенно, поскольку традиционные методы исследования поверхности Ферми, применяемые в чистых металлах, не пригодны из-за малой длины свободного пробега.

Резистивным методом исследовано влияние одноосного давления на температуру сверхпроводящего перехода T_c и величину второго критического поля H_{c2} соединений $NbSe_2$ и $Sn_{0.1}Nb_{0.9}Se_2$. Одноосное давление создавалось с помощью устройства, описанного в /I/. Монокристаллы соединений получали по стандартной технологии химических газотранспортных реакций. Измерения элементного состава и исследование электронной структуры соединений были выполнены методом рентгеновской электронной спектроскопии на спектрометре XPS-800 фирмы "KRATOS". Рентген-дифрактометрические измерения показали сохранение 2Н-структуры и слабое увеличение параметра С решетки соединения $Sn_{0.1}Nb_{0.9}Se_2$ по сравнению с исходным $NbSe_2$. T_0 определялась как температура, соответствующая среднему значению сопротивления при резистивном переходе. H_{c2} определялись из вольт-полевых характеристик образцов экстраполяцией линейного участка резистивного перехода к нулевому напряжению.

Детальное обсуждение влияния давления на T_c приведено в /I/

Анализ структуры и энергетического положения фотоэлектронных линий $Sn_{0,1}Nb_{0,9}Se_2$ показал, что на поверхности кристалла присутствуют окислы Nb и Sn в слое толщиной $\leq$ 100 Å. В объеме кристалла присутствие окислов не обнаружено. Олово находится в двух состояниях Sn^{2+} и Sn^{0}.

На рисунке приведены зависимости $H_{c2}(T)$ для двух значений приложенного давления. На вставке приведена зависимость dH_{c2}/dT вблизи T_c для различных давлений. С увеличением внешнего давления проявляется немонотонность зависимости $H_{c2}(P)$, что согласуется с результатами работы /1/. Приведенную на вставке к рисунку зависимость dH_{c2}/dT как функцию давления качественно можно объяснить изменением формы поверхности Ферми под влиянием давления и связанный с этим рост фермиевской скорости в базовой плоскости на "чечевице" /2/ при увеличении давления.



Оценка длин свободного пробега и длин когерентности показывает, что в $Sn_{0,1}Nb_{0,9}Se_2$ с ростом давления, по-видимому, реализуется переход от чистого сверхпроводника ($\ell > \xi$) к сверхпроводнику, характеризующемуся условием $\ell \simeq \xi$.

1. Оболенский М.А., Чашка Х.Б., Белецкий В.И., Гвоздиков В.М. // ФНТ.- 1989.- 15, № 9.- С. 984.
2. Hamburger P.D., Lewis N.B. // Solid State Communs.- 1978.- 28.- P. 187.

C156

Модельный расчет электронной структуры высокотемпературных сверхпроводников с учетом сильных корреляций

Овчинников С.Г.

Институт физики им.Л.В.Киренского СО АН СССР, Красноярск, 660036

В рамках многоэлектронной модели [1], учитывающей по две p-орбитали на кислороде и две d-орбитали меди, сильное внутриатомное взаимодействие и межатомную гибридизацию, расчитана зонная структура сильно-коррелированных дырок в CuO_2 - плоскости. На основе этого расчета объяснена тонкая структура фотоэмиссионных спектров монокристаллов $Bi_2CaSr_2Cu_2O_8$, их спектральная и угловая зависимости [2]. Показано, что дырочная часть поверхности Ферми имеет многодолинную структуру с центрами долин в направлениях [100] и [110] 3. Эффективный гамильтониан, описывающий взаимодействие квазичастиц вблизи потолка валентной зоны, имеет структуру взаимодействия фермионов с бозонами, причем бозоном является экситон с энергией $\sim J_{pd}$ (межатомное обменное взаимодействие кислород - медь). Косвенное взаимодействие через эти экситоны приводит к сверхпроводимости БКШ-типа с $T_c \sim J_{pd} \exp(-1/\lambda)$. Высокие T_c возникают благодоря большой предэкспоненте.

1. Овчинников С.Г., Сандалов И.С. - Physica C, 1989, т.157, с.
2. Takahashi T. et al, Nature, 1988, v.334, p.691
3. Овчинников С.Г., Петраковский О.Г. СФХТ, 1990, т.3, №1.

СI57 СВЕРХПРОВОДНИКИ ДЫРОЧНОГО ТИПА: РОЛЬ ЛЕГИРОВАНИЯ

М.И.Сиован (Московское НПО "Радон")

Переход от проводимости электронного типа к дырочной проводимости автоматически означает замену компенсирующей положительной системы зарядов на отрицательно заряженную, т.е. замену системы положительных ионов на отрицательные ионы. Последние обладают по сравнению с положительными ионами повышенной поляризуемостью. Поэтому для проводников дырочного типа взаимодействие носителей тока с компенсирующими зарядами может быть весьма интенсивным. Видимо не случайно, что сверхпроводящие металло-оксидные керамики в нормальном состоянии, являясь проводниками дырочного типа, имеют линейную зависимость сопротивления от температуры [I]. Особо широкие возможности открываются при синтезе дырочных проводников путем легирования изоляторов глубокими акцепторами, захватывающими электроны из валентной зоны и порождающими широкую зону проводимости дырочного типа (см. рисунок). Одна из наиболее простых моделей высокотемпературных сверхпроводников является модель дырочного проводника, в котором за спаривание носителей отвечает взаимодействие дырок с отрицательнозаряженными акцепторами. Последние представляют собой слабосвязанные состояния электронов и поэтому обладают достаточно сильной поляризуемостью, обеспечивающей большие значения константы дырочно-акцепторного взаимодействия. Модель дырочного сверхпроводника с сильной дырочно-акцепторной связью, ответственной за сверхпроводимость, впервые предложена в [2]. Она привлекает внимание не только непротиворечивостью экспериментальным данным, но и достаточно высокой "грубостью", т.е. нечувствительностью к изменению параметров системы. Такая черта, по-видимому, присуща "истинному механизму сверхпроводимости" металло-оксидных керамик [3]. Вопрос о природе высокотемпературной сверхпроводимости металло-оксидных керамик все еще считается открытым. Слабосвязанный кислород в этих материалах по-видимому ответственен за

сверхпроводимость [4]. Причем синтез металло-оксидных керамик проводится путем допирования непроводящих оксидных керамик кислородом. Согласно [1] для $YBa_2Cu_3O_7$ энергия Ферми дырок $E_F = \hbar^2K^2/2m^* \approx 0,37$ эВ, а эффективная масса $m^* = 2,6 m_e$. Константа дырочно-акцепторного взаимодействия по результатам [2] дается формулой

$$\lambda \approx \frac{\pi K_F \hbar^2 \varepsilon}{4 m^* e^2}$$

Здесь ε - это часть диэлектрической проницаемости, обусловленная поляризуемостью связанных электронов ионных остовов, в том числе и слабосвязанных акцепторных электронов, и межзонными переходами. Для $YBa_2Cu_3O_7$ $\varepsilon(\omega)$ уменьшается с ростом частоты от $\varepsilon(0)=200$ до $\varepsilon(\infty)=5$ [5]. Учитывая, что энергия связи дырок в куперовской паре значительно ниже энергии образования электрон-дырочной пары в вышеприведенной формуле следует использовать значение ε из интервала $5 \ll \varepsilon < 200$ [6]. Видно, что константа дырочно-акцепторного взаимодействия по крайней мере больше единицы: $1 < \lambda < 15$. Оценка константы связи по линейной зависимости сопротивления от температуры дает $\lambda \approx 2,4$ [1]. Отрицательно заряженными акцепторами в сверхпроводящих керамиках вероятно являются ионы кислорода (O^{2-}).

С точки зрения изложенной модели синтез перспективных дырочных проводников можно проводить легированием различных изоляторов подходящими акцепторами (см. рисунок). Таким образом поиск высокотемпературных сверхпроводников можно значительно расширить, включая помимо оксидных керамик, содержащих окись меди, другие материалы, например жидкие, приобретающие в результате допирования проводимость дырочного типа.

Автор благодарит Э.А.Маныкина и П.П.Полуэктова за помощь в работе.

1. Горьков Л.П., Копнин Н.Б.//УФН - 1988-156, вып.1-С.117-135
2. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П.//Сверхпроводимость-1988-вып.3-С.99-102
3. Гинзбург В.Л., Киржниц Д.А.//УФН-1987-152, вып.4-С.575-582
4. Приседский В.В., Михеенко П.Н., Иванченко Ю.М. и др.//ФНТ-1989-15, вып.1-С.8-15.
5. Пашицкий Э.А.//ФТТ-1989-31, вып.1-С.46-56.
6. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П.//ТМФ-1981-49, вып.2, С.280-285.

C158 ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЗОННОГО СПЕКТРА НА СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛО-ОКСИДНЫХ КЕРАМИК.

М.Е. Палистрант, В.М. Вакалюк (Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев)

Характерными особенностями зонного спектра ВТСП являются перекрытие нескольких энергетических полос на поверхности Ферми и наличие точек высокой симметрии, что способствует электронному топологическому переходу Лифшица. Учет перекрытия энергетических полос позволяет объяснить большое количество экспериментальных данных по поведению термодинамических и электромагнитных характеристик металло-оксидных керамик /I/. Это обстоятельство приводит к мысли, что особенности зонного спектра играют существенную роль в определении свойств ВТСП и, следовательно, представляет интерес дальнейшее развитие теории многозонных сверхпроводников с учетом особых точек ($\nabla\mathcal{E}(p)=0$) в импульсном пространстве.

В данной работе сделана попытка объяснить наблюдаемую на эксперименте зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ от состава кислорода (δ) и в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ от X путем учета перекрытия энергетических полос и электронных топологических переходов. Выбраны два подхода.

I. Рассматривается перекрытие трех энергетических зон (что соответствует итриевой системе при $\delta=0$ /3/) и нефононный механизм сверхпроводимости, при котором существенно лишь межзонное взаимодействие ($V_{nm}\neq 0$ при $n\neq m$). В этом случае знак параметров V_{nm} не влияет на величину T_c и можно выполнить обрезание интегралов в уравнении для T_c по энергии электронного порядка. Учитывается также наличие особых точек $\nabla\mathcal{E}_n(p)=0$ в каждой из рассматриваемых зон, что связывает возникновение сверхпроводимости с электронными топологическими переходами. Исследована зависимость T_c от положения химического потенциала μ , изменяющегося с изменением состава кислорода. Эта зависимость представлена на рис.I. Применительно к $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можно полагать, что когда уровень Ферми пересекает все три энергетические зоны ($\delta=0$) /3/ мы имеем максимальное значение температуры сверхпроводящего перехода $T_c\approx 90K$. С уменьшением $-\mu$ (ростом δ) величина T_c убывает и при $T_c\approx 50K$ возникает область более слабой зависимости T_c от $-\mu$ в интервале значений $1.3\,эВ<-\mu<1.9\,эВ$. Такая картина со "ступенькой" количественно согласуется с экспериментальной зависи-

мостью T_c от δ /2/.

2. Рассмотрим обычный электрон-фононный механизм в двухзонной модели применительно к сильно анизотропным системам (квази-одномерным и квази-двумерным). Учитывается как внутризонное V_{nn}, так и межзонное V_{nm} эффективное электрон-электронное взаимодействие. Наличие особых точек в импульсном пространстве ($\nabla \mathcal{E}_n(p)=0$) таких анизотропных систем приводит к электронным топологическим переходам, когда уровень Ферми проходит через особые, критические точки $\mathcal{E}_{k1}$ и $\mathcal{E}_{k2}$. В случае возникновения плоских участков поверхности Ферми на рис.2 приведена зависимость величины T_c от разности ($\tilde{\mu} - \tilde{\mathcal{E}}_{k1}$), изменение которой обусловлено введением кислорода (изменением концентрации носителей) или давлением. В области значений $-12 < \tilde{\mu} - \tilde{\mathcal{E}}_{k1} < -10$ наблюдается слабое изменение величины T_c, т.е. возникает "ступенька" в зависимости T_c от концентрации кислорода в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ /2/, либо от концентрации примеси в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ /4/. Отметим, что данная теория позволяет также получить два максимума в зависимости T_c от ($\tilde{\mu} - \tilde{\mathcal{E}}_{k1}$), наблюдаемые экспериментально в зависимости T_c от давления в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ /5/.

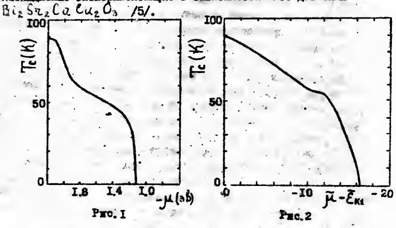


Рис. I

Рис. 2

I. Москаленко В.А., Палистрант М.Е., Вакалюк В.М.//ФНТ.-1989. 15, с.378 ; Solid State Commun.-1989.-69, p.747

2. Farneth W.E. at al.//Solid State Commun.-1988.-66 p.953

3. Herman J.F. at al.// Phys.Rev.B.-1987.-36, p.6904

4. Oda M. at al.// J.Phys.Soc.Japan.-1989.-88, p.1137

5. Берман И.В.и др.//Письма в ЖЭТФ.-1989.-49, вып.12, с.296

СI59 АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В ВЫСОКОЧИСТОМ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ НИОБИИ

П.П.Паль-Валь, А.С.Сологубенко, В.Д.Нацик (Физико-технический институт АН УССР, Харьков)
Х.-Й.Кауфманн (Институт физики полупроводников АН ГДР, Низкотемпературная лаборатория, Берлин, ГДР)

При изучении низкотемпературных акустических свойств чистых монокристаллов ниобия в мегагерцевой области частот (8I МГц [I], I50 и 5I0 МГц [2]) при переходе в смешанное состояние было обнаружено аномальное уменьшение поглощения ультразвука, которое до сих пор не имеет непротиворечивой интерпретации. Это обусловлено, в частности, отсутствием данных о температурной и частотной зависимостях величины наблюдаемого эффекта. В настоящей работе проведено исследование температурных и полевых зависимостей декремента колебаний δ и динамического модуля Юнга E в сверхчистых (RRR=I0000) монокристаллах ниобия в нормальном, сверхпроводящем и смешанном состояниях на частотах ~90 кГц.

Измерения проводились методом двойного составного вибратора в интервале температур 2,5 – 22 К. Волновой вектор продольной стоячей звуковой волны $\vec{q}$ был направлен вдоль оси ⟨I00⟩. Вектор напряженности магнитного поля $\vec{H}$ был параллелен $\vec{q}$.

На рис.I приведены температурные зависимости декремента $\delta(T)$ и относительного изменения модуля Юнга $\Delta E/E(T)$. В отличие от данных, полученных в мегагерцевой области [2], резкое уменьшение δ в сверхпроводящем состоянии сменилось ростом при $T \leq 6$ К. В области $T \approx 3$ К наблюдался максимум, высота которого изменялась от измерения к измерению (заштрихованная область).

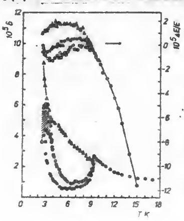


Рис.I. Зависимости $\delta(T)$ и $\Delta E/E(T)$: о – s-состояние, ▲ – n-состояние (H=3,36 кЭ), ● – смешанное состояние (H=0, захваченный поток после H= 3,36 кЭ).

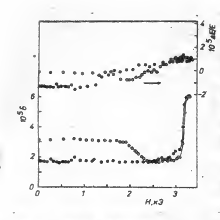


Рис.2. Полевые зависимости δ(H) и $\Delta E/E$(H): o - увеличение H, • - уменьшение H.

Полевые зависимости δ(H) и $\Delta E/E$(H) были измерены при температурах 3; 4,2; 5,2; 6; 7; 8,5 K. На рис.2 показаны кривые δ(H), и $\Delta E/E$(H), полученные при увеличении и последующем уменьшении величины магнитного поля при T= 3 K. Наиболее интересными особенностями полевых зависимостей являются значительное уменьшение δ при достижении нижнего критического поля H_{cI} и несовпадение значений δ(0) и $\Delta E/E$(0) в сверхпроводящем образце и в образце с захваченным потоком (гистерезис при циклировании H). С ростом температуры величина указанных эффектов уменьшалась (см.рис.I).

Уменьшение декремента при образовании в образцах вихревой структуры свидетельствует о несомненной связи значительной части звуковых потерь с некоторым типом непрямого взаимодействия ультразвука с электронной подсистемой кристалла, т.к. при проникновении магнитного поля в образец и увеличении вследствие этого относительной доли "нормальных" электронов прямое электронное поглощение должно было бы возрасти. Высказанное в [2] предположение об альтернативной роли возможного сокращения длины свободного пробега имеющихся при данной температуре "нормальных" электронов вследствие циклотронного эффекта не оправдывается ввиду обратной температурной зависимости величины наблюдаемого уменьшения поглощения ультразвука.

Максимум при T ≈ 3 K на зависимости δ(T) может быть обусловлен низкотемпературной дислокационной релаксацией [3].

I. Dominec J., Mišek K.// J.de Physique.- 1987.- 48,suppl.N 12.- P. C8-489 - C8-494.

2. Готлиб М., Гарбуни М., Джонс И.//Физическая акустика.Т.УII.- М.: Мир, 1974.- С.9-60.

3. Нацик В.Д.// ФТТ.- 1974.- I6, № 2.- С.526-53I.

C160 В.М.Пан, В.Ф.Соловьев, В.Ф.Таборов, В.Ф.Тарасов

ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОКРИСТАЛЛОВ $Y_IBa_2Cu_3O_x$, СВЯЗАННЫЕ С ОБЬЕМНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ КИСЛОРОДА

Институт металлофизики АН УССР, Киев.

В данной работе были исследованы некоторые эффекты, связанные с обьемной нестехиометрией по кислороду монокристаллов $Y_IBa_2Cu_3O_x$. Монокристаллы YBCO получены методом спонтанной кристаллизации /I/. Часть кристаллов была отожжена в атмосфере при 400° С в течении недели. На рис.I изображены зависимости R (T)- I отожженного и 2 неотожженного монокристаллов. Для образца I T_c=25 К с шириной перехода 0,3 К. На рис. 2 показаны производные вольт-амперных характеристик образца 2: 1 - температура 45 К, участок А кривой 2 на рис. I; 2 - температура 36,2 К, участок В; 3- температура 4,2 К, участок С. На участке А фаза с T_c=50 переходит в сверхпроводящее состояние и на вольт-амперной характеристике наблюдается избыточный ток, явление характерное для контактов металлического типа. В данном случае такими контактом по-видимому являются плоскости раздела между сверхпроводящей фазой и бедной кислородом нормальной фазой, которая при понижении температуры сильно диэлектризуется. При понижении температуры из-за локализации носителей нормальной фазы в контакте происходит переход от металлического к туннельному режиму кривая 3 на рис.2, участок С зависимости R (T) на рис.I. Промежуточному участку В соответствует кривая 2 рис. 2. Таким образом можно предположить, что исходное состояние монокристалла перед отжигом представляет собой ряд сверхпроводящих и нормальных областей, которые образуются в процессе роста. Это предположение поддерживается данными электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа /2/,/3/. Дальнейший отжиг приводит к полной сверхпроводимости при 50 К,но определенный интерес представляет промежуточное состояние - образец I, рис.I. В этом

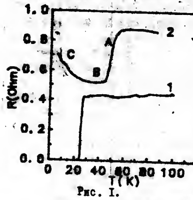


Рис. I.

случае перколяция по джозефсоновским связям приводит к сверх-проводимости при более низкой температуре, чем T_c сверхпроводящей фазы.

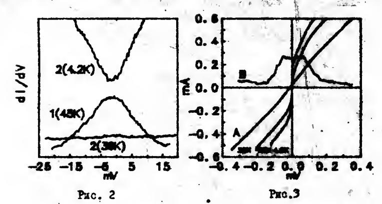


Рис. 2 Рис.3

На образце 2 был приготовлен джозефсоновский контакт. Удалось получить максимальный ток Джозефсона 400 мкА при 4,2 К (рис.3). Особенность вольт-амперной характеристики А на рис.3 (ее производная dI/dV кривая B на рис.3) наблюдалась до температуры 50 К, что свидетельствует о том, что в кристалле уже образовались сверхпроводящие кластеры конечного размера с порогом протекания при температуре выше, чем температура образования бесконечного кластера.

Литература.

1. Schneemeyer L.F., Waszczak J.V., Siegrist T., van Dover R.B., Rupp L.W., Batlogg B., Cava R.J., Murphy Y.L. \ Nature.1987, N328,p.601.
2. Барабаненков Ю.А., Захаров Н.Д., Латышанский Б.А., Мелешина В.А., Свистов Л.Е., Шапиро А.Я., II Всесоюзная конференция по ВТСП, Киев, 1989, т. II, с.337.
3. Молчанов Б.Н., Мурадян Л.А., Симонов В.И., Письма в ЖЭТФ, 1989, 49 вып.4,с. 222.

Институт металлофизики АН УССР

CI6I. **Термоэдс и электросопротивление высокотемпературных сверхпроводящих образцов Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O с разным числом слоев CuO_2**

И.Тот ЦИФИ (ВР)
Г.Х.Панова, А.А.Шиков, В.Д.Горобченко
А.В.Иродова, О.А.Лаврова (ИАЭ им.И.В.Курчатова)

В настоящей работе исследована температурная зависимость термоэдс $\alpha(T)$ и электросопротивления $\rho(T)$ в области температур 4–300К трех различных висмутовых сверхпроводников с добавкой Pb, имеющих соответственно один, два и три слоя CuO_2 и разные $T_к$. Важнейшим остается вопрос, с чем связано возрастание $T_к$ в Bi-системах с увеличением слоев CuO_2? Целью работы было установление корреляции $T_к$ с величиной и знаком термоэдс, а также с данными по исследованию эффекта Холла этих систем.

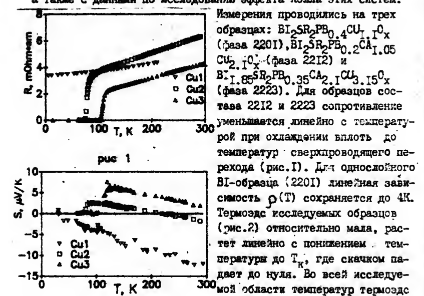


рис 1

рис 2

Измерения проводились на трех образцах: $Bi_2Sr_2Pb_{0.4}Cu_{1.1}O_x$ (фаза 2201), $Bi_2Sr_2Pb_{0.2}Ca_{1.05}Cu_{2.1}O_x$ (фаза 2212) и $Bi_{1.85}Sr_2Pb_{0.35}Ca_{2.1}Cu_{3.15}O_x$ (фаза 2223). Для образцов состава 2212 и 2223 сопротивление уменьшается линейно с температурой при охлаждении вплоть до температур сверхпроводящего перехода (рис.1). Для однослойного Bi-образца (2201) линейная зависимость $\rho(T)$ сохраняется до 4К. Термоэдс исследуемых образцов (рис.2) относительно мала, растет линейно с понижением температуры до $T_к$, где скачком падает до нуля. Во всей исследуемой области температур термоэдс отрицательна для образца с одним слоем CuO_2 и меняет знак при пе-

с

реходе к образцу с двумя слоями CuO_2, для которого термоэдс отрицательна при комнатной температуре и становиться положительной при T=220К. Для образца с тремя слоями CuO_2 термоэдс положительна и её величина больше, чем для образца с двумя слоями CuO_2. В работе сделана попытка объяснить термоэдс BI-систем в рамках модели с учетом сильных электронных корреляций. На основании полученных экспериментальных результатов по термоэдс и электросопротивлению BI-систем с разным числом слоев CuO_2 сделаны следующие выводы:

I. Электросопротивление трех исследованных систем имеет металлический характер.

2. С увеличением числа слоев CuO_2 термоэдс меняет знак от отрицательного к положительному. Знак термоэдс совпадает со знаком носителей (дырками и электронами), определенными из измерений эффекта Холла.

3. Малая величина $\alpha(T)$, несмотря на низкую плотность носителей, связана, по-видимому, с компенсацией вкладов от дырочных и электронных возбуждений. Величина термоэдс растет с уменьшением числа носителей.

4. Температурный ход термоэдс имеет ту же тенденцию, что и температурная зависимость числа носителей, определенная из измерений эффекта Холла.

C162 ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА (ПЛАЗМОНОВ) НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И РЕЛАКСАЦИЮ КВАЗИЧАСТИЦ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ.

Э. А. Пашицкий (Институт физики АН УССР, Киев)
А. Э. Пашицкий (Институт металлофизики АН УССР, Киев)

Показано, что существование в дырочной зоне купратных металлооксидных соединений (МОС) узкого пика плотности состояний (ПС), который находится ниже уровня Ферми и обусловлен гибридизацией p- и d-орбиталей ионов кислорода O^{2-} и меди Cu^{2+} [1], при конечных температурах $T \neq 0$ должно приводить к двум эффектам: во-первых, к дополнительному притяжению между вырожденными "легкими" носителями (кислородными p-дырками с эффективной массой m_p^*) за счет обмена виртуальными квантами коллективных возбуждений плотности заряда (плазмонами) в газе невырожденных "тяжелых" носителей (термически возбужденных "медных" d-дырок с $m_d^* \gg m_p^*$) и, во-вторых, к релаксации квазичастиц на таких низкочастотных (НЧ) плазмонах с квазиакустическим законом дисперсии и сильным затуханием Ландау [2]. Первый эффект – усиление притяжения в результате электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ), которое рассматривалось ранее [3], – при учете сильной гибридизации акустических плазмонов с продольными оптическими фононами и квазидвумерности электронного спектра в слоистых МОС приводит к повышению критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее (СП) состояние, к подавлению изотопического эффекта, к немонотонной зависимости T_c от концентрации n_e основных носителей тока (т. е. от содержания кислорода или легирующей примеси) и от расстояния d между проводящими слоями (т. е. числа купратных слоев CuO_2 в элементарной ячейке). Поскольку в купратных МОС из-за низкой концентрации носителей ($n_e \leq 5 \cdot 10^{21}$ cm^{-3}) энергия Ферми вырожденных p-дырок $E_{Fp} \leq 0,5$ эВ (но $E_{Fp} \gg T$), а энергия высокочастотных (ВЧ) оптических фононов $\omega_0 \geq 0,05$ эВ, связанные с ЭПВ динамические эффекты запаздывания в экранированном кулоновском взаимодействии не подавлены большим логарифмом Боголюбова-Толмачева $\ln(E_{Fp}/\omega_0)$, как в обычных сверхпроводниках, и должны рассматриваться наравне с электрон-фононным взаимодействием. Полученные путем численного решения уравнения

Элиашберга [4] зависимости T_c от 2D-плотности $n_s = n_0 \cdot d$ и других параметров, а также высокие значения $T_{cmax} \geq 100$ K и аномально малые значения показателя изотопического сдвига ($\alpha \leq 0{,}1$) согласуются с экспериментом [5,6].

Второй эффект – релаксация квазичастиц за счет взаимодействия с сильно затухающими НЧ коллективными колебаниями плотности заряда "тяжелых" носителей – определяется мнимой частью поляризуемости термически возбужденных в узкую зону "тяжелых" невырожденных d-дырок $\operatorname{Im} \Pi_d(q,\omega) \simeq \frac{n_d \cdot \omega}{T \cdot q \cdot V_T}$ в области $\omega < q \cdot V_T$ (где n_d – зависящая от T концентрация, а $V_T = \sqrt{2T/m_d^*}$ – средняя тепловая скорость d-дырок), а также слабо зависящими от ω и T затуханием Друде и квантовым затуханием Ландау на вырожденных p-дырках с $\operatorname{Im} \Pi_p(q,\omega) \simeq \omega/q \cdot V_F$ (V_F-фермиевская скорость, $V_F \gg V_T$) в области $q \cdot V_T < \omega < q \cdot V_F$, где $\operatorname{Im} \Pi_d$ экспоненциально мала $\simeq \exp(-\omega^2/q^2V_T^2)$. Такая структура мнимой части электронной поляризуемости качественно согласуется с зависимостью $\operatorname{Im} \Pi(q,\omega) \simeq \omega/T$ при $|\omega| < T$ и $\operatorname{Im} \Pi \simeq \operatorname{sgn} \omega$ при $|\omega| > T$, постулированной в [7] для феноменологического описания экспериментально наблюдаемых аномалий кинетических и оптических свойств нормального состояния купратных МОС при $T > T_c$ (температурных зависимостей электросопротивления, термо-эдс, коэффициента Холла и релаксации ядерного спина; частотных зависимостей ВЧ проводимости, интенсивности комбинационного рассеяния, коэффициента инфракрасного отражения и др.).

Учет релаксации квазичастиц в СП состоянии, которая обусловлена затуханием виртуальных плазмонов, принимающих участие в куперовском спаривании, позволяет объяснить неэкспоненциальную зависимость электронной теплоемкости и коэффициента спин-решеточной релаксации при $T < T_c$, а также "бесщелевую" ПС в туннельных и микроконтактных вольт-амперных характеристиках.

1. Emery V.J., Phys.Rev.Lett., 1987, 58, 2794.
2. Ландау Л.Д., ЖЭТФ, 1946, 16, 574.
3. Пашицкий Э.А., ЖЭТФ, 1968, 55, 2384; ФТТ, 1989, 31, 46.
4. Элиашберг Г.М., ЖЭТФ, 1960, 38, 966; 39, 1437.
5. Uemura Y.J. et al., Phys.Rev.Lett., 1989, 62, 2317.
6. Allen P.B., Nature, 1988, 335, 258.
7. Varma C.M., Phys.Rev.B, 1989, 40.

C163 ВЛИЯНИЕ МИКРОЛЕГИРОВАНИЯ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$

В.П.Пащенко, Р.М.Лорицкий, В.С.Абрамов, В.В. Климов, В.Б.Тютюнник (ВНИИреактивэлектрон, Донецк)
А.В.Пащенко, В.Г.Пицюга (ДонГУ)
Ю.Ф.Ревенко (ДонФТИ АН УССР)

Выяснению физико-химической природы высокотемпературных сверхпроводников ВТСП способствует введение малых количеств добавок, т.е. микролегирование.

В работе, используя рентгеновские, магнитные, гравиметрические, микроскопический и химический методы /1/, исследовали влияние микродобавок оксидов марганца, железа, циркония, ниобия на структуру и свойства металлооксидных ВТСП $YBa_2Cu_{3-x}M_xO_y$ /2/, полученных по керамической технологии из оксидов иттрия, меди и карбоната бария. Синтез осуществляли при 900°С, спекание прессовок - в интервале температур 900-950°С.

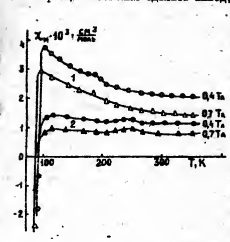
Анализ полученных результатов показал наличие сверхпроводимости для всех исследованных образцов, которые согласно рентгенографическим и металлографическим данным были однофазными с различной степенью ромбичности кристаллической структуры. Температура перехода в сверхпроводящее состояние, определенная по изменению индуктивности резонансного контура и по изменению магнитной восприимчивости, соответственно в слабых переменных и сильных постоянных магнитных полях, находилась в интервале 93-100К.

Обнаруженный немонотонный характер зависимости целого ряда физико-химических параметров - периодов решетки, степени ее ромбичности, содержания кислорода и степени нестехиометрии, температуры перехода в сверхпроводящее состояние и его размытия - от концентрации добавок объяснен сложным характером изменения структурно-химической неоднородности, проявляющейся на микроскопическом, мезоскопическом и макроскопическом уровнях.

Повышенный эвристический и практический интерес представляет изучение неоднородностей, связанных с реальной кристаллохимической структурой ВТСП.

Сопоставительный анализ температурной зависимости молярной магнитной восприимчивости χ_M, измеренной в различных

полях (см. рис.) на эталонных (I) и легированных марганцем (2) образцах позволил сделать вывод, что сложный характер температурного спектра $\chi_м$ и ее уменьшение, выполнимость и отклонение от закона Кюри-Вейса в определенных температурных интервалах при переходе к легированным образцам обусловлены электронно-дырочным сверхобменом в цепочках Cu-O-Mn-O-Cu-O-Cu базисных плоскостей и изменяющимися валентностями меди, марганца и кислорода, степенью ионного и магнитного упорядочения, суперпозицией разновалентных состояний ионов, расположенных в различных кристаллохимических позициях дефектной решетки /3/.



Особого внимания заслуживает существенное уменьшение константы θ в законе Кюри-Вейса $\chi = \chi_0 + c/(T-\theta)$ при увеличении содержания марганца с возможной сменой ее знака на отрицательное значение, что обусловлено, по-видимому, переходом к преобладанию антиферро- или ферримагнитного взаимодействия.

Обнаруженные для ряда добавок оптимальные значения их концентраций, обеспечивающих получение качественных ВТСП, объяснены достижением определенной структурно-химической однородности этих материалов с оптимальным соотношением различных по природе обменных взаимодействий.

1. Пащенко В.П., Пицюга В.Г., Абрамов В.С., Пащенко А.В. //Физикохимия и технология высокотемпературных сверхпроводниковых материалов. М.: Наука, 1989. - С. 152-153.
2. Dharma-Wardana H.W.C. Crystal field interpretation of 3-d metal substitution and superconductivity in $YBa_2Cu_3O_7$ //Phys.Lett.A". 1987.-126, No.3.-P.205-208.
3. Пащенко В.П., Пицюга В.Г., Пащенко А.В. //Реактивы и материалы для современной техники. М.: НИИТЭХИМ, 1989. С. 62-67.

C164 БЛОКИРОВКА НЕЗАТУХАЮЩЕГО ТРАНСПОРТНОГО ТОКА НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ КЕРАМИКИ ВТСП

В. В. Пермяков (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Незатухающий ток является важной характеристикой сверхпроводящего состояния и наводится в кольцевом образце за счет изменения его потокосцепления с внешними магнитными полями.

Для этого кольцо 1 размещают соосно в катушке возбуждения 2, изготовленной из медного проводника, пропускают по ней ток и измеряют суммарное магнитное поле в центре кольца датчиком Холла 3(а). Сигнал от магнитного поля катушки компенсируется в схеме измерения сигналом, пропорциональным ее току, что позволяет записывать только магнитное поле кольца.

Магнитное поле кольца порождается транспортным током J вдоль кольца через связи между зернами и намагниченностью M материала кольца от токов в местном кластере и в зернах.

Их вклады разделяются при перерезании кольца, когда J исчезает, а M сохраняется. При механическом разрезе кольцо необратимо повреждается и поэтому удобнее переводить в нормальное состояние узкий участок кольца на все его сечение нагревателем 4 с теплоизоляцией 5. Это позволяет раздельно записать непрерывную зависимость суммарного магнитного поля кольца от внешнего магнитного поля, а после включения нагревателя и перевода участка кольца под ним в нормальное состояние, получить такую же зависимость для M. Их разность соответствует зависимости J кольца от внешнего магнитного поля.

Если внешнее магнитное поле проникнет в отверстие кольца, то при его выключении в кольце наведется захваченный транспортный ток Jз и остаточная намагниченность Mо.

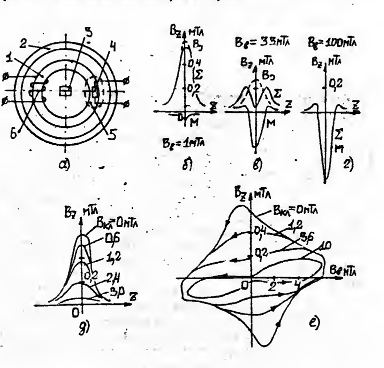
Для кольца с внутренним диаметром 9мм, наружным -16мм и высотой 1,8мм из керамики YBaCaO состава 123 после воздействия поля возбуждения менее мТл Mо мало, а Jз может достичь максимума (б). По мере увеличения поля возбуждения M растет, а Jз уменьшается (в) и блокируется намагниченностью насыщения материала кольца после воздействия полей более 100 мТл (г).

Подобные зависимости можно получить при воздействии на выделенный участок кольца локальным магнитным полем. Для этого используется соленоид 6 из 20 витков медного проводника, намотанных компактно на избранный участок кольца. Установив максимальное

значение J_3 в кольце и увеличивая локальное магнитное поле, можно получить зависимость токонесущей способности выделенного участка кольца от продольного магнитного поля (д).

Записи зависимости магнитного поля кольца от магнитного поля возбуждения после воздействия локального магнитного поля (е) демонстрирует уменьшение J по мере роста M выделенного участка и блокировку J при намагниченности участка, стремящейся к насыщению.

Поскольку в сверхпроводящих устройствах для экранирования постоянных магнитных полей определяющую роль ирают незатухающие токи в связях между зернами керамики, то выявленная блокировка этих токов заставляет ожидать существенного снижения экранирующих свойств после воздействия на экран сильного магнитного поля и необратимого намагничивания материала экрана.



C165 ЗАВИСИМОСТЬ НЕЗАТУХАЮЩЕГО ТОКА КЕРАМИКИ ВТСП ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

В. В. Пермяков, Е. А. Кривич (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

В замкнутой сверхпроводящей цепи можно возбудить незатухающий ток, но для ВТСП с неосвоенной технологией получения длинномерных проводников и сверхпроводящих контактов такое возможно пока только для кольцевых образцов.

При уменьшении магнитного поля катушки возбуждения 2 в кольце 1, размещенном соосно в ее центре, наводится ток, который бесконтактно измеряется датчиком Холла 3. Если кольцо из ВТСП охладить в магнитном поле величиной не более нескольких мТл до его перехода в сверхпроводящее состояние, то после выключения поля в кольце наведется захваченный ток, который может достичь своего критического значения при пренебрежимо малой намагниченности материала кольца. Это легко проверить, нагревая узкий участок кольца, на сопротивлении которого затухает ток вдоль кольца(транспортный ток, ток связей) и убедиться, что магнитное поле кольца исчезает при этом почти полностью, что свидетельствует об отсутствии заметной намагниченности.

Поскольку между моментом возбуждения тока в кольце и началом его измерения обычно проходит несколько минут, то сам факт обнаружения такого тока в кольце с индуктивностью порядка 10 нГ свидетельствует о верхнем уровне сопротивления менее 0,1 нОм и о наступлении сверхпроводящего состояния с незатухающим током.

При повышении температуры кольца захваченный ток достигнет критического значения и затем будет уменьшаться в соответствии с его зависимостью от температуры. Вследствие малого запаса энергии в кольце, уменьшение его тока не сопровождается скачками потока. Величина критического тока кольца определяется неопределенным слабым местом по его длине.

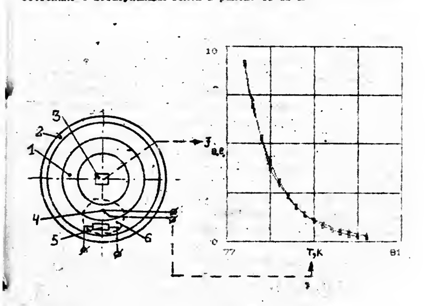
Заданный участок кольца можно выделить, например, уменьшая его сечение, но удобнее выполнить выделение повышением его температуры по сравнению с температурой остальных частей кольца. Для этого, на заданном участке кольца размещают термопару 4, поверх которой намотан подогреватель 5. Теплоизоляция 6 закрывает нагреватель и примыкающие к нему части кольца.

Нагревая выделенный участок кольца при предварительно захваченном незатухающем токе в кольце можно записать непрерывную за-

висимость его критического значения от температуры для выделенного участка.

Поскольку трудно получить резко отграниченный участок кольца с перепадом более десятка градусов, вследствие теплоотвода от него в остальную часть кольца, при построении температурной зависимости в более широком диапазоне необходимо отогревать и остальную часть кольца, с сохранением перепада температур между ней и выделенным участком.

При исследовании кольца с внутренним диаметром 9мм, наружным 16мм и высотой 1,8мм, изготовленного из керамики YBaCuO состава 123 с температурой перехода 92,К и размещенного в жидком азоте, получено экспоненциальное уменьшение захваченного незатухающего тока с повышением температуры. Экспериментальная зависимость(точки) близка к выражению (квадраты): J = 0,03 exp.1,4 (81.5-T), что позволяет предположить температуру перехода в сверхпроводящее состояние с незатухающим током в районе 81-82 К.



C166

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СТЕКЛА В ВТСП

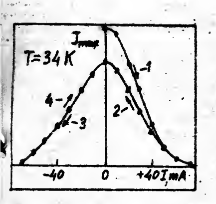
Г.А.Петраковский, Г.С.Патрин, Д.А.Великанов, П.Н.Устюжанин
(Институт физики им. Л.В.Киренского СО АН СССР, Красноярск)

В настоящее время надёжно установлено, что ВТСП соединения как в керамическом, так и в монокристаллическом состояниях содержат большое количество слабых связей. Такие образцы представляют собой многосвязное тело. Многие свойства таких соединений определяются состоянием именно слабых связей. При этом реакция системы на воздействие электромагнитного излучения является весьма чувствительной к состоянию ансамбля слабых связей.

В настоящем докладе представлены результаты исследований электромагнитного отклика на внешние воздействия, когда непосредственно изменяются фазовые состояния слабых связей. Изучались керамические образцы систем RBaCuO , TlCaBaCuO и BiSrCaCuO , а также монокристаллы состава $YBa_2Cu_3O_{7-y}$. Ранее [1] было показано, что поведение СВЧ отклика керамического образца в малых магнитных полях во многом аналогично поведению магнитного резонанса в спиновых стёклах. Полезная информация в этом плане может быть получена также при помощи СКВИД-техники, когда исследуемый образец включается вместо чувствительного элемента. В обоих случаях (СВЧ спектроскопия и СКВИД-техника) наблюдаются сильные термомагнитные эффекты, проявляющиеся в изменении формы линии и интенсивности электромагнитного отклика. При пропускании электрического тока детектировалось изменение мощности электромагнитного поля как при развёртке магнитного поля (I=const), так и при изменении величины и направления электрического тока (H=const)[2]. В СКВИД-методике при пропускании электрического тока обнаружено изменение вольт-полевой зависимости, что указывает на изменение размеров токовых контуров.

Проведён анализ температурных зависимостей параметров СВЧ отклика при различных воздействиях. Обнаружены и исследованы гистерезисные эффекты при токовой развёртке (см. Рис.). На фоне конечной разности потенциала на образце при СВЧ облучении продетектирован сигнал по изменению напряжения при сканировании магнитного поля.

На монокристалле изучены угловые и полевые зависимости



параметров СВЧ поглощения.

Экспериментальные данные анализируются в рамках модели сверхпроводящего стекла в предположение о джозефсоновской природе взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Однако наряду с энергией системы джозефсоновских переходов[3] учитывается магнитная энергия контуров со сверхтоками [4].

В таком случае гамильтониан системы слабых связей образующих сетку, имеет вид

$$\mathcal{H} = -\sum_{i,j} E_{ij} \cos(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij}) + \sum_{k,l} L_{kl} I_k I_l / 2$$

где E_{ij} – энергия взаимодействия между областями i и j ; φ_i и φ_j – фазы соответствующих волновых функций; A_{ij} – фактор действия магнитного поля на переход; I_l – сверхток l го контура; L_{kl} – коэффициент взаимной индукции, зависящий от размеров и взаимного расположения k го и l го контуров.

Состояние всего образца будет определяться минимумом энергии при дополнительных условиях, накладываемых на сохранение полного магнитного потока сквозь образец.

1. Петраковский Г.А.,Патрин Г.С., Петров С.Б., Саблина К.А., Степанов Г.Н., Киселёв Н.И., Устюжанин Ю.Н./ Препринт № 480Ф, Красноярск, ИФ СО АН СССР.-1988.-26с.

2. Petrakovskii G.A., Patrin G.S., Ustjuzhanin Yu.N., Sablina K.A., Stepanov G.N.// Sol.St.Comm.-1989.-V.72,No8.-P.759.

3. Ebner C., Stroud D.//Phys.Rev.B.-1985.-V.31,No1.-P.165.

4. Патрин Г.С., Петраковский Г.А., Волков В.Е.// Препринт № 601Ф, Красноярск, ИФ СО АН СССР.-1989.-13с.

С167 К ДИНАМИКЕ ДВУХЗОННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

В.М.Полуэктов (Физико-технический институт АН УССР, г.Харьков)

В последнее время значительное внимание уделено изучению свойств сверхпроводников с двумя перекрывающимися зонами проводимости. Предполагается (см. например /1/), что с двухзонностью могут быть связаны высокие критические температуры T_c в металлооксидных сверхпроводниках. Поскольку, как это следует из теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ), равновесные свойства двухзонных сверхпроводников (ДС) очень близки к свойствам однозонных сверхпроводников /2/, то для выяснения того, является ли данный сверхпроводник двухзонным, важно исследовать его динамику. В строгой постановке задача о динамических процессах в сверхпроводниках является весьма сложной и простое временное обобщение теории ГЛ возможно далеко не всегда /3/. Тем не менее, довольно многие нестационарные явления можно исследовать качественно, а иногда и количественно, применяя уравнения Лондонов или простое обобщение уравнений ГЛ на нестационарный случай. В настоящем сообщении предлагается формулировка аналогичных динамических феноменологических уравнений для ДС. Предлагаемый подход основан на том, что фазы параметров порядка χ_μ (μ -индекс зон a или b) и плотности сверхпроводящих электронов n_μ являются каноническими переменными. Релаксационные процессы учитываются введением диссипативной функции $\mathcal{D}=\frac{1}{2}\sum_{\mu,\nu}\gamma_{\mu\nu}\dot{n}_\mu\dot{n}_\nu$, а в качестве гамильтониана в изотермическом случае используется свободная энергия /2/

$$f=\sum_{\mu=a,b}\left[\frac{1}{4m}\left|\left(i\hbar\vec{\nabla}+\frac{2e}{c}\vec{A}\right)\Psi_\mu\right|^2+\alpha_\mu|\Psi_\mu|^2+\right.$$
$$\left.+\frac{\beta_\mu}{2}|\Psi_\mu|^4\right]+\varepsilon\left(\Psi_a\Psi_b^*+\Psi_a^*\Psi_b\right), \qquad (1)$$

где $\Psi_\mu=\eta_\mu e^{i\chi_\mu}$ -параметры порядка зон, $\vec{A}$ -векторный потенциал, ε -константа междузонного взаимодействия. Таким образом исходим из уравнений

$$\hbar\dot{n}_a=2\delta F/\delta\chi_a, \qquad (2)$$

$$\hbar\dot{\chi}_a+2e\varphi=-2\delta F/\delta n_a-\gamma_{aa}\dot{n}_a-\gamma_{ab}\dot{n}_b, \qquad (3)$$

где $F=\int dV f$, а φ -скалярный потенциал. Помимо (2),(3) имеется еще два уравнения, получаемые заменой $a \rightleftarrows b$ в (2),(3). Подставляя (I) в (2),(3), находим

$$\dot{n}_a = -(2\mathcal{E}/\hbar)\sqrt{n_a n_b}\sin(\chi_a-\chi_b)-\vec{\nabla}(n_a\vec{v}_a), \tag{4}$$

$$\hbar\dot{\chi}_a+2e\varphi=-m\vec{v}_a^2+\frac{\hbar^2}{16m}\frac{(\vec{\nabla}n_a)^2}{n_a^2}-d_a-\frac{\beta_a}{2}n_a+$$
$$+\frac{\hbar^2}{8m}\vec{\nabla}\left(\frac{\vec{\nabla}n_a}{n_a}\right)-\mathcal{E}\sqrt{\frac{n_b}{n_a}}\cos(\chi_a-\chi_b)-\gamma_{aa}\dot{n}_a-\gamma_{ab}\dot{n}_b, \tag{5}$$

причем $\vec{v}_\mu=\frac{\hbar}{2m}\left(\vec{\nabla}\chi_\mu-\frac{2e}{\hbar c}\vec{A}\right)$. Отметим, что примененный здесь подход для однозонного сверхпроводника приводит к уравнениям сверхтекучей заряженной жидкости, а константа γ в диссипативной функции пропорциональна коэффициенту третьей вязкости.

Как следует из полученных уравнений, в ДС возможны однородные колебания разности фаз $\delta\chi=\chi_a-\chi_b$ и плотностей чисел сверхпроводящих электронов в зонах $\delta n_a=-\delta n_b$, частота которых определяется уравнением

$$(\hbar\omega)^2+\frac{2i|\mathcal{E}|}{\hbar}(\gamma_a+\gamma_b-2\gamma_{ab})\sqrt{n_a n_b}(\hbar\omega)-(\hbar\omega_0)^2=0, \tag{6}$$

где ω_0 -частота в отсутствие затухания

$$(\hbar\omega_0)^2=|\mathcal{E}|\sqrt{n_{a0}n_{b0}}\left[\beta_a+\beta_b+|\mathcal{E}|\frac{(n_{a0}+n_{b0})^2}{(n_{a0}n_{b0})^{3/2}}\right], \tag{7}$$

а время релаксации однородных колебаний при слабом затухании определяется выражением

$$\tau_0=\hbar^2/|\mathcal{E}|\sqrt{n_{a0}n_{b0}}(\gamma_a+\gamma_b-2\gamma_{ab}). \tag{8}$$

Наблюдение в эксперименте таких колебаний служило бы доказательством двухзонности изучаемого сверхпроводника.

1. Полуэктов Ю.М.// ФНТ. 1989. Т.15. С.362.
2. Полуэктов Ю.М., Красильников В.В.// ФНТ. 1989. Т.15. С.1251.
3. Горьков Л.П., Элиашберг Г.М.// ЖЭТФ. 1968. Т.54. С.612.

C168 ПАРАПРОВОДИМОСТЬ ЭКЗОТИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Л.В.Попович, Б.Я.Шапиро (Институт Неорганической Химии, СО АН СССР, г. Новосибирск)

Различные свойства экзотических сверхпроводников интенсивно исследуются в настоящее время. Особый интерес, из-за многокомпонентности параметра порядка, вызывают флюктуационные явления в этих системах.

Мы определили парапроводимость экзотического сверхпроводника для произвольной точечной группы симметрии кристалла. Линейная часть функционала Гинзбурга-Ландау в этом случае имеет вид:

$$\mathcal{F} = \int d\vec{r} \left\{ \alpha\tau \eta_\beta \eta_\beta^* + \frac{\hbar^2}{2m} \Lambda_{ij\alpha\beta} (\nabla_i \eta_\alpha^*)(\nabla_j \eta_\beta) \right\}$$

$$\tau = T/T_c - 1 \; ; \; \Lambda_{ij\alpha\beta} = \Lambda_{ji\alpha\beta} = \Lambda^*_{ij\beta\alpha}$$

здесь η_α компоненты параметра порядка, количество которых зависит от размерности представления соответствующей точечной группы. Используя обычное соотношение:

$$-\gamma_{\alpha\beta}\left(\frac{\partial}{\partial t}\eta_\beta + 2i\frac{e}{\hbar}\varphi\eta_\beta\right) = \frac{\delta\mathcal{F}}{\delta\eta_\alpha^*} \; ; \; \varphi = -\vec{E}\vec{r}$$

где $\gamma_{\alpha\beta}$, в общем случае, эрмитова матрица, получим для среднего флюктуационного тока выражение:

$$\langle j_K \rangle = \frac{e^2 T}{m} E_q \sum_{\vec{p}} Sp\left\{ \hat{\Lambda}_{qK} \hat{\nu} \hat{\gamma} \hat{\nu} \right\}$$

$$\hat{\Lambda}_{qK} = \Lambda_{qK\alpha\beta} \; ; \; \hat{\nu} = (\hat{\mu})^{-1} \; ;$$

$$\mu_{\alpha\beta} = \alpha\tau\delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{4m} P_i P_j \Lambda_{ij\alpha\beta}$$

Для случая $\gamma_{\alpha\beta} = \gamma\, \delta_{\alpha\beta}$ (*) имеем:

$$\sigma_{kq} = \frac{\gamma e^2 T}{\pi \hbar^3}\left(\frac{m}{\alpha T}\right)^{1/2} \Lambda_{kq\alpha\alpha}\, \chi^{-1} \sum_{i=1}^{\chi} \overline{f_i^{-3/2}}$$

$$j_k = \sigma_{kq} E_q \; ; \; \overline{f_i^{-3/2}} = \int f_i^{-3/2}\, d\Omega / 4\pi$$

где Ω -телесный угол, а f_i находится из уравнения:

$$\det\left| k_n k_j \Lambda_{nj\alpha\beta} - f_i\, \delta_{\alpha\beta}\right| = 0 \; ; \; \vec{k}^2 = 1$$

Здесь χ - размерность представления. Вид следа по греческим индексам зависит от симметрии кристалла и не зависит от размерности представления. Для кубической симметрии:

$$\Lambda_{kq\alpha\alpha} = \frac{1}{3}\, \delta_{kq} \Lambda_{ii\gamma\gamma}$$

Для тетрагональной симметрии:

$$\Lambda_{kq\alpha\alpha} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}\delta_{kq} - n_k n_q\right)\left(\Lambda_{ii\gamma\gamma} - 3 n_i n_j \Lambda_{ij\gamma\gamma}\right) + \frac{1}{3}\delta_{kq} \Lambda_{ii\gamma\gamma}$$

где $\vec{n}$ - ось, перпендикулярная базисной плоскости.
Поэтому вид тензора парапроводимости тоже не зависит от размерности представления. Например, в случае точечной симметрии $\mathcal{D}_4$ в кристаллических осях он имеет диагональный вид и изотропен в базисной плоскости. (Как для одномерного, так и для двумерного представлений)

Если условие (*) не выполняется то тензор парапроводимости имеет (в кристаллических осях) для одномерных представлений группы $\mathcal{D}_4$ диагональный вид, а для двумерного представления - более общий - симметричный вид.

I.Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука,1987. С.416.

2.Воловик Г.Е., Горьков Л.П. //ЖЭТФ.1985.Т.88.С.I4I2.

СI69 ЗАЩИТА ТОНКИХ ПЛЕНОК $Y\text{-}Ba\text{-}Cu\text{-}O$ ОТ ДЕГРАДАЦИИ ПРИ ПОМОЩИ ПАССИВИРОВАНИЯ СЕРЕБРОМ.

Е.А. Протасов, И.В. Собакин, Ю.П. Скопинцев.

Изучение процессов деградации тонких пленок системы $Y\text{-}Ba\text{-}Cu\text{-}O$, при нахождении их в условиях обычной атмосферы показало, что с течением времени пленки теряют свои сверхпроводящие свойства. Задачей данной работы является разработка способов, предохраняющих от деградации параметров пленок от разрушающего воздействия как атмосферы, так и воды и вакуума.

Сверхпроводниковые пленки $Y\text{-}Ba\text{-}Cu\text{-}O$ были получены с помощью импульсного лазерного испарения в атмосфере кислорода (ρ = 10 мм рт.ст.). Толщины пленок варьировались от 0,2 до 1 мкм. Подложкой служил монокристаллический $SrTiO_3$. Для пассивирования использовалось серебро чистотой 999,9, которое наносилось в виде тонкого слоя (300–500 Å) на ВТСП пленку с помощью термического или лазерного испарения.

Для оценки эффективности защитного покрытия, а также его влияния на сверхпроводящие свойства, при использовании первого метода, пленка разрезалась на две равные части с помощью лазерного скрайбирования. На одну из частей термическим способом наносился слой серебра, а затем проводился отжиг при 300–450° С, в течении 15 минут (отжиг при более высоких температурах сильно ухудшал критические параметры пленок). Вторая часть пленки использовалась в качестве контрольной. С помощью четырехзондового метода были измерены зависимости $\rho(T)$, представленные на рис.1а. Из рисунка видно, что сопротивление пленки с серебряным покрытием (кривая 1) в нормальном состоянии почти в два раза меньше, чем у контрольной пленки (кривая 2), и, при примерно одинаковой температуре начала перехода T_N, значительно уменьшается ширина перехода ΔT.

После этого обе пленки погружались в воду на 30 минут и просушивались при комнатной температуре. Проведенные затем измерения показали, что сопротивление контрольной пленки возросло на порядок и значительно уменьшилась критическая температура (кривая 2′ на рис. 1а). Сопротивление пассивированной же пленки

возросло незначительно, а критическая температура практически не изменилась (кривая I').

Кроме резистивных измерений были проведены методом диамагнитного экранирования исследования влияния пассивирования на диамагнитный переход в различных магнитных полях.

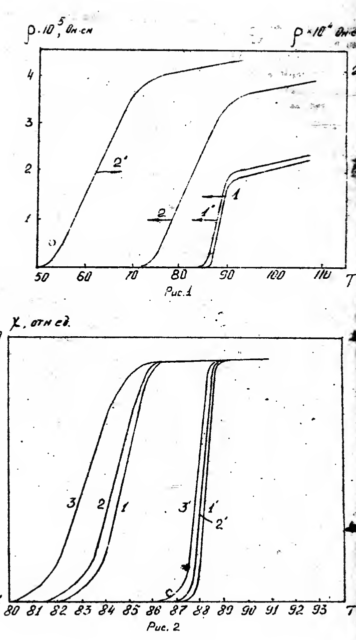
Результаты измерений представлены на рис.2. Кривые I,2,3 получены для исходной непассивированной пленки в полях 0,I; I; I0 Э, а кривые I', 2', 3' - после пассивации в этих же полях. Из рисунка видно, что после пассивирования критическая температура пленки увеличилась на 4°К, а также уменьшилась ширина перехода. Возросла также устойчивость пленки к магнитному полю - смещение критической температуры при возрастании магнитного поля у пассивированной пленки меньше чем у исходной, что указывает на увеличение критического магнитного поля, а следовательно и критического тока пассивированной пленки.

Необходимо отметить, что наибольшее возрастание критической температуры после пассивации серебром наблюдалось у пленок с относительно низкими критическими температурами. Так, на пленках с $T_{c_{R=0}} \sim 80°$К наблюдалось увеличение критической температуры на 8 - 9° К.

Были также проведены исследования изменения параметров сверхпроводниковых пленок при длительном нахождении их в вакууме. Для эксперимента были выбраны две пленки: одна без защитного покрытия (контрольная), вторая - пассивированная серебром. Пленки были помещены в вакуумный криостат (P = I0 мм рт.ст.). Температура перехода в сверхпроводящее состояние у контрольной пленки была T_c = 88 К, а у пассивированной T_c = 90 К. После пяти месяцев нахождения в вакууме контрольная пленка полностью деградировала, а критическая температура пассивированной пленки практически не изменилась. Отметим, что напряженность магнитного поля необходимая для перевода пленки в нормальное состояние постепенно увеличивалась и после I2 месяцев нахождения пленки в вакууме возросла в два раза .

ЛИТЕРАТУРА

I. Протасов Е.А., Собакин И.В., Скопинцев Ю.П., Иванов А.А. Письма в ЖТФ, т. I6. вып. I0. I990г.


ρ·10^5, Ом·см
ρ×10^4 Ом·см
4
3
2
1
2'
2
1'
1
50
60
70
80
90
100
110
T,
Рис.1
χ, отн ед.
0
-1
3
2
1
3'
1'
2'
80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93
T,
Рис. 2

C170 ЭНИОННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ДВУМЕРНЫХ СИЛЬНО СКОРРЕЛИРОВАННЫХ СПИНОВЫХ СИСТЕМАХ

А.П.Протогенов (Институт прикладной физики АН СССР, Горький)

Для состояний из нижней зоны Хаббарда при большом кулоновском отталкивании на одном узле свойства вакуума /1/ и низкоэнергетических возбуждений /2/ в системах с развитыми спиновыми флуктуациями описываются моделью Гейзенберга. При учете взаимодействия со следующими вслед за ближайшими соседями на решетке (т.е. с учетом диагональных на квадратной решетке корреляций) лагранжиан в непрерывном пределе содержит слагаемое Черна-Саймонса:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{tr} + \frac{2}{g^2}\left|(\partial_\mu + iA_\mu) z\right|^2 - \frac{k}{4\pi}\varepsilon^{\mu\nu\rho}A_\mu F_{\nu\rho} ,$$

характеризующее обобщенную фазу с потоком /3/ квантовой спиновой жидкости, а также структуру и калибровочное взаимодействие Бома-Ааронова энионных возбуждений. Пространственное распределение спиновых степеней свободы в этих квазичастицах таково, что спиновой квантовый беспорядок в областях, возникающих из-за нарушения ($|z|^2 \neq 1$), благодаря допингу, антиферромагнитного порядка, имеет одинаковый по порядку величины масштаб и корреляционный радиус $l_H = (c\hbar/eH)^{1/2}$. Магнитное поле $H = [\nabla \times \vec{A}]_\perp \sim n\Phi_0$ определяется статистическим калибровочным потенциалом A_μ, который параметризует фазу амплитуды вероятности $\langle C_m^+ C_n \rangle = const \cdot \exp(-i\int \vec{A} d\vec{l})$ валентной связи. Вне двумерной области с масштабом l_H магнитное поле равно нулю, а векторный потенциал $A_\varphi(r) \sim \theta\Phi_0/2\pi r$ задает в калибровке с нулевым потенциалом присбретаемую при перестановке квазичастиц фазу $\theta = \pi/2k$. Статистика квазичастиц тем самым зависит от множителя k в вакуумной спиновой плотности Черна-Саймонса, которая, экранируя возникающий из-за допинга спин 1/2, формирует заряженные бозе-возбуждения. В отсутствие допинга заряд низколежащих над основным состоянием возбуждений (спинонов) компенсируется /3/ плотностью Черна-Саймонса, а спин квазичастиц возникает благодаря распариванию синглетного основного состояния. С коротковолновой точки зрения, возбуждения можно рассматривать /4/ как вихри Березинского-Костерлица-Таулеса в Z_p сим-

метричной гауссовской решеточной модели эффективного спина с θ членом.

При $\theta = \pi$ энионное возбуждение - фермион /5/. Такому значению вакуумного угла отвечают незацепленные мировые линии квазичастиц. Трансляция по θ на 4π и инверсия $\zeta \to \zeta' = -\zeta^{-1}$, где $\zeta = pT/2\pi J + i\theta/2\pi$, в параметрическом пространстве температура - вакуумный угол, т.е. инвариантность относительно конгруэнц-подгруппы Γ_2 модулярной группы $SL(2,Z)$, приводят к "построению" /6/ трехмерной сферы S_3 из торов $S_2 \times S_1$ и зацеплению замкнутых мировых линий энион-антиэнионных пар. Формально это отвечает изменению райзинга кривых на ± 2 и, следовательно, такому же изменению гауссова числа зацеплений контуров. Увеличение с уменьшением температуры или с повышением концентрации дырок зацепления квантовых узлов может быть причиной изменения статистики квазичастиц и бозе-конденсации вихревых энионных возбуждений. Скрытая модулярная симметрия в теории струн, в явлении дробного квантового эффекта Холла и в сильно скоррелированных спиновых системах может быть полезна также в задаче установления соотношений эквивалентности с двумерными конформными теориями поля.

Разделение зарядовых и спиновых степеней свободы между различными возбуждениями в одной и той же системе тесно связано с энергетическим строением нижней зоны Хаббарда в сильном статистическом магнитном поле. При выделенных значениях магнитного потока через ячейку $\phi/\phi_0 = p/q = \theta/2\pi$ в спектре возникают провалы с иерархической системой подзон и щелей. Нарушение двумерной четности и симметрии относительно инверсии времени "$q \cdot p$" членом Черна-Саймонса в сверхпроводящем и "нормальном" состоянии может иметь экспериментально проверяемые следствия.

1. Wiegmann P.B.// Phys.Rev.Lett. - 1988. -60, N 9. - 821-826.
2. Dzyaloshinskii I., Polyakov A.,and Wiegmann P.// Phys. Lett. - 1988. -127A, N 2. - 112-115.
3. Wen X.G., Wilczek F., and Zee A.// Phys.Rev. - 1989. - 39B, N 16-A. - 11413-11423.
4. Protogenov A.P.//Phys.Lett.-1989. -142A, N4,5. - 285-288.
5. Polyakov A.M.//Mod.Phys.Lett.-1988. - A3. - 325-328.
6. Witten E.//Commun.Math.Phys. - 1989.-121. - 351-399.

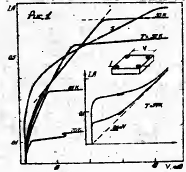
CI7I

О МЕХАНИЗМЕ ДИССИПАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ТОКОПЕРЕНОСЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Ю.Ф.Ревенко, О.А.Попов (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)
А.Б.Бондаренко, М.А.Оболенский (Харьковский государственный университет, Харьков)

Изучены особенности токопереноса в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, в которых проявляется двойникование структуры и сильно выражено явление крипа потока. Известная информация о токовых характеристиках таких объектов извлечена, в основном, из намагниченности и не отражает детально природу диссипативных процессов в высокотемпературных сверхпроводниках. В работе по снятым от температуры T вольт-амперным характеристикам (ВАХ) получены транспортные зависимости критического тока $J_c(T)$, данные о характере нелинейностей резистивной области, из которых установлена вихревая природа происходящих процессов.

Исследования проведены на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с критической температурой T_c= 92К, δT_c=0,3К, выращенных методом спонтанной кристаллизации из раствор-сплава $BaCuO_2$-CuO и имеющих после отжига в кислороде полидоменную структуру с плоскостями двойникования [200] и [020].

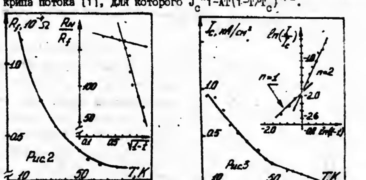


На рис I представлены ВАХ кристалла с размерами Iх0,6х0,005 мм^3 и $\rho(T_c)$= 14 мкОм см, снятых в базисной плоскости четырехзондовым методом Монгомери на вожженных серебряных контактах. В резистивной области ВАХ выделены: нелинейный начальный участок депиннинга вихрей, индуцированных полем тока; линейный

участок вязкого течения вихревой решетки; срывной, связанный с движением теплового домена; область нормального состояния. Начальный нелинейный участок ВАХ описывается стандартной логарифмической зависимостью для модели крипа потока $J(V)\sim J_c+J_1 \ln(V/V_c)$, который переходит в степенной ход $J_c\sim V^n$ с меняющимся N=2,6 при 5 К до n=1,5 при 60 К. При высоких Т нелинейный участок описывается полностью степенным законом и объясняется в рамках концепции функции распределения центров пиннинга по элементарным силам.

Область вязкого течения характеризуется его сопротивлением ρ_f, которое быстро возрастает с понижением температуры и его зависимость $\rho_f\sim(1-T/T_c)^{1/2}$ (рис.2) описывается вихревой моделью Ларкина-Овчинникова для неравновесных сверхпроводников. Выше $T_{крос}$=55 К эта зависимость нарушается.

Критический ток в широкой области Т описывается степенным законом $J_c\sim(1-T/T_c)$ (рис.3), что является признаком вихревого пиннинга на макроскопических дефектах (например, сетка границ двойникования. Выше $T_{крос}\approx$ 55 К J(T) переходит в близкую к линейной зависимость, что может указывать на его джозефсоновскую природу. Возможно и альтернативное объяснение в рамках механизма крипа потока [1], для которого $J_c\sim1-AT(1-T/T_c)^{1/2}$.



1. J.F.Kwik, E.L.Verturini, R.L.Banghman et.tl.Cryogenics, 1989, v.29, 3, p.291-295.

CI72 НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

Э.М.Руденко, И.П.Невирковец (ИМФ АН УССР, Киев)

Известно, что туннельная инжекция квазичастиц приводит к рождению целого спектра неравновесных фононов (НФ). НФ способны воздействовать на сверхпроводящее состояние не только в туннельном контакте (ТК) - генераторе фононов, но и в ТК, акустически связанных с ним. В настоящей работе исследовались неравновесные эффекты в несимметричных акустически связанных туннельных структурах Pb-I-Pb-I-Sn-I-Sn. Толщины пленок составляли 180, 80, 40 и 70 нм соответственно. Генератором НФ служил ТК Pb-I-Pb с удельным сопротивлением 10^{-6} Ом·см^2, а детектором НФ - ТК Sn-I-Sn. Записывались при T=1,8 К ВАХ детектора при разных уровнях тока инжекции в генераторе. При этом энергия НФ $E \approx 2\Delta Pb$. Изучение этих ВАХ показало наличие неравновесного состояния в пленках Sn при воздействии НФ. Определено изменение энергетической щели ΔSn и проведена количественная оценка влияния НФ на ΔSn путем решения уравнений Ротварфа-Тейлора. Установлено, что при концентрации избыточных квазичастиц, рожденных НФ, n>0.069, их воздействие на ΔSn более эффективно, чем в T*-модели.

Получена зависимость изменения энергетической щели олова, $\delta\Delta Sn$, от тока генератора Ig в области напряжений смещения на нем $eVg > 2\Delta Pb$, характеризующая спектральную зависимость уменьшения Δ. При $eVg > 2\Delta Pb$ происходит уменьшение скорости изменения $\delta\Delta Sn$, что можно связать с изменением спектра НФ - интенсивность пика рекомбинационных $2\Delta Pb$ фононов падает, а пик фононов, образованных прямой рекомбинацией квазичастиц с энергиями $eV > 2\Delta Pb$, оказывается слабым [1]. Скорость изменения $\delta\Delta Sn$ растет при превышении $eVg = 2\Delta Pb + \Delta Sn$, будучи в 5 раз больше, чем в случае воздействия фононов с энергией $E = 2\Delta Pb$. Такое поведение можно объяснить образованием избыточных квазичастиц при поглощении релаксационных фононов. Таким образом, показано, что характер изменения величины Δ при фононной накачке определяется спектром НФ генератора.

1. Berberich P., Kinder H.//Proc. of the 17th Int. Conf. Low Temp. Phys. LT-17. 1984.Part II.P.663.

CI73 **Магнитная восприимчивость сверхпроводника в окрестности**

В.Ф. Русаков, Г.В. Шустер

(Донецкий госуниверситет, г.Донецк)

В высокотемпературных сверхпроводниках область температур в окрестности температуры перехода, где вклад флуктуаций параметра порядка в измеряемые характеристики существенен, значительно шире, чем в низкотемпературных сверхпроводниках. Известный расчет [I] вклада флуктуаций в диамагнитную восприимчивость $\chi(t, H)$ (где $t = \frac{T - T_c}{T_c}$, T_c - температура перехода в отсутствие поля) можно применить для описания поведения восприимчивости сверхпроводников II рода в окрестности второго критического поля $H_{c2}(T)$ или в заданном поле при $(T - T_c(H))/T_c \ll 1$.

С другой стороны, в сверхпроводниках II рода образование зародышей сверхпроводящей фазы вблизи поверхности происходит во внешнем поле при температуре T_{c3} $(T_c > T_{c3}(H) > T_{c2}(H))$ или при заданной температуре $T < T_c$, когда магнитное поле достигает величины $H_{c3}(T)$.

Представляет интерес оценить флуктуационный вклад в восприимчивость в окрестности $T_{c3}(H)$ (в заданном поле H) или в окрестности $H_{c3}(T)$ (при фиксированной температуре T).

Для определения спектра воспользуемся известной вариационной процедурой [2]; для нижайшего энергетического уровня дающего главный вклад, спектр

$$\mathcal{E} = \beta \frac{\hbar e H}{2mc} + \gamma \frac{(P_y - P_y^0)^2}{4m} + \frac{P_z^2}{4m} \qquad (I)$$

где $\beta = (1 - 2/\pi)^{1/2} = 0.603$; $\gamma = 0.694$; $P_y^0 = \sqrt{\frac{\hbar e H}{c}}\,\xi_0$; $\xi_0 = 0.727$

P_y и P_z - соответствующие компоненты импульса. Поле H направлено вдоль поверхности образца. Спектр записан в первом неисчезающем приближении по смещению центра осциллятора $(x - x_0) < \xi$, ξ - длина корреляции.

Восприимчивость χ определяется известной формулой

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial H^2} \qquad (2)$$

где термодинамической потенциал в гауссовой области флуктуаций есть

$$\Omega = -T \sum_{p_y p_z} \ln \left| \frac{\pi T}{\beta \frac{\hbar e H}{2mc} + \gamma \frac{(p_y - p_y^0)^2}{4m} + \frac{p_z^2}{4m} - \alpha t} \right| \tag{3}$$

Критическое поле H_{c3} находится из соотношения

$$\beta \frac{\hbar e H}{2mc} = \alpha |t| \tag{4}$$

Пределы интегрирования по p_y ограничиваются условием $0 < p_y < \frac{eH}{c} \xi < p_y^0$

При $T > T_c$, $H_{c3} = 0$, в главном приближении в пределе, соответствуюем формуле Пуассона

$$\chi = -(0.392 T S \xi e^2) / (V \pi \hbar c^2 (\alpha m)^{1/2} |t|^{1/2}) \tag{5}$$

Температурная зависимость такая же, как и в известном результате [I] .

При $T < T_c$ в окрестности перехода выражение для восприимчивости имеет вид:

$$\chi = -0.47 \frac{1}{V} \frac{T S \xi}{\pi} \left(\frac{e}{\hbar c} \right)^{3/2} \frac{H - H_{c3}}{(H - 0.769 H_{c3})^{3/2}}$$

$$\chi = -0.26 \frac{1}{V} \frac{T S \xi e^2}{\pi^{1/2} \hbar c^2 (\alpha m)^{1/2}} \frac{T - T_{c3}}{(T - 0.769 T_{c3})^{3/2}} \tag{6}$$

Хотя в выражениях (5) и (6) содержится малый параметр ξ / L , L - поперечный размер образца, в окрестности температуры перехода и для сравнительно малых L вклад флуктуаций параметра порядка в χ должен быть заметным. Из выражения (6) следует, что истинная особенность χ лежит при температуре ниже T_{c3} .

I. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. М.: Наука, 1978. С. 242.

2. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.

CI74 НАБЛЮДЕНИЕ КВАНТОВЫХ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ В МИКРОКОНТАКТАХ ВТСП - НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

Л.Ф.Рыбальченко, И.К.Янсон, В.В.Фисун, Н.Л.Бобров (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)
А.Р.Кауль, И.Э.Грабой, Ю.Д.Третьяков (Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва)

Наличие разветвленной сети слабых связей в большинстве ВТСП позволяет наблюдать эффект Джозефсона в S-c-N (c-сужение) микроконтактах (МК) с непосредственным типом проводимости, если какая-то из них оказывается вблизи МК сужения /I/. При этом по ряду причин индуцированная СВЧ излучением ступенчатая структура вольт-амперных характеристик (ВАХ) может модифицироваться до такой степени, что ее наблюдение становится возможным лишь в виде квазипериодических осцилляций дифференциального сопротивления микроконтакта dV/dI(V).

Именно такая ситуация была реализована в наших экспериментах при исследовании прижимных МК между Ag и свежим изломом керамической таблетки $YBa_2Cu_3O_{7-y}$, приготовленной по криохимической технологии. Сопротивление таких контактов 5÷10 Ом (при eV>Δ), что отвечает размеру сужения 0,1÷0,05 мкм, если проводить вычисления в максвелловском пределе, приняв $\rho_{втсп} \sim 10^{-4}$ Ом·см. Подвод СВЧ мощности частотой 7,5 ГГц осуществлялся по коаксиальному кабелю, оканчивающемуся вблизи МК короткозамкнутой петлей. Магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим соленоидом, ориентировалось приблизительно по нормали к оси контакта.

Нахождение слабой связи внутри МК сужения отражается на зависимости dV/dI(V) в виде минимума вблизи V=0 (рис.1). При включении СВЧ поля на краях такого минимума возникают регулярные осцилляции с аномально большим периодом $\delta V \approx 12$ мВ (кривая 2), которые являются отражением сильно размытых ступеней Шапиро на ВАХ. (На вставке ВАХ и dV/dI(V) представлены в широком интервале смещений).

При совместном воздействии СВЧ и постоянного магнитного полей характер осцилляций значительно изменяется (рис.2): начало их появления смещается к V=0, а период заметно увеличивается. При этом поле H=1,3 кЭ является нижней границей наблюдения регулярных осцилляций при используемой СВЧ мощности P (кривая 5). Снижение H как и P (кривая 6) приводит к ухудшению регулярности осцилляций.

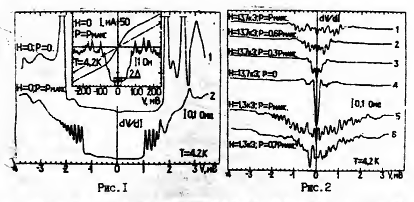


Рис.I Рис.2

К такому же эффекту приводит и чрезмерное увеличение Р при больших Н (кривая I). Другими словами, существует некоторый оптимальный диапозон соотношений Н и Р, внутри которого регулярность осцилляций наиболее высокая (кривые 2,5). Отметим весьма большие значения поля Н≈14 кЭ, отвечающие верхней границе этого диапозона.

Можно предположить, что представленные на рис.2 осцилляции не связаны с эффектом Джозефсона, как в предыдущем случае (рис.I). Их появление может быть обусловлено процессами квантования магнитного потока на отдельных гранулах, переведенных в смешанное состояние. СВЧ поле при этом выполняет синхронизирующую роль. Действительно, если пересчитать период осцилляций в единицы магнитного поля, создаваемого транспортным током, то он составит несколько эрстед. С учетом приведенной выше оценки размера МК сужения величина площади квантования оказывается равной нескольким мкм^2. Судя по электронномикроскопическим снимкам именно такое поперечное сечение имеет большинство продолговатых гранул, из которых состоит исследуемая керамика.

Однако нельзя исключить и альтернативного объяснения, основанного на том, что оба типа осцилляций имеют одинаковую природу, связанную с вязким течением вихрей через внутригранульную слабую связь.

I. Балкашин О.П., Янсон И.К., Пилипенко Ю.А. // ФНТ. - I4. №7. - С.697-700.

C175 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$

А.В.Самойлов, А.А.Юргенс (Институт физических проблем АН СССР)

Проведены измерения теплопроводности æ двух монокристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ в диапазоне температур от 5 К до 125 К. Измерения производились аналогично тому, как описано в /I/. Разность температур на образце составляла ≈0,05 T при T ≤ 20 К и ≈I К при T ≥ 20 К. В качестве нагревателя использовался пленочный резистор с размерами 2×2 мм^2 и сопротивлением ~ I кОм. Образцы имели размеры ≈1×I×0,06 мм^3. На рис.I представлена зависимость сопротивления R(T)/R(300 К). Для образца I удельное сопротивление ρ(300 К)≈I мОм·см, для образца 2 ρ(300 К)≈2 мОм·см.

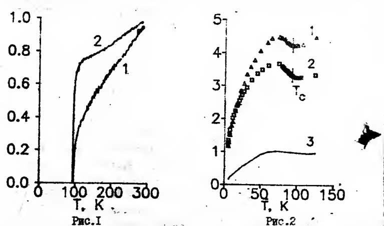


Рис.I Рис.2

Нам известны две работы по измерению теплопроводности монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, $HoBa_2Cu_3O_{7-x}$ /2/ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ /3/ при низких температурах. Было обнаружено, что при T<I К æ ~ T^n, где n=I,8-2. Как отмечалось /2,3/, æ монокристаллов при низких температурах имеет величину и температурную зависимость, характерные для аморфных тел и разупорядоченных кристаллов. Различие между нашими данными и результатами из /3/ в диапазоне температур от 5 до 9 К не превышает ошибку в определении геометрических размеров образцов. На рис.2 представлена зависимость æ(T) (Вт/м·К) для образцов №I и 2, а также для керамики Bi-Sr-Ca-Cu-O из /4/ (кривая 3). При низких температурах

ϰ монокристаллов более чем на порядок превышает теплопроводность керамики. С увеличением температуры отношение теплопроводностей монокристалла и керамики уменьшается, и при 100 К оно составляет ≈4. Теплопроводность резко возрастает ниже T_c из-за уменьшения фонон-электронного рассеяния. Так как теплопроводность обусловлена преимущественно фононами, то по формуле $\varkappa=\frac{1}{3}CvL$, где v-скорость звука, а С-фононная теплоемкость из /5/, можно вычислить L(T) - длину свободного пробега фононов (рис.3) (1-монокристалл, 2 К <T< 5 К - данные из /3/; 3 - керамика /4/). А и В - характерные зависимости L(T) для аморфных тел и кристаллов (плавленый и кристаллический кварц), соответственно /6/. Малость значений L для керамического образца при T<10 К связана, возможно, с рассеянием на границах зерен. Для сверхпроводящего монокристалла при T≥20 К в L(T) наблюдается тенденция к переходу между зависимостями А и В.

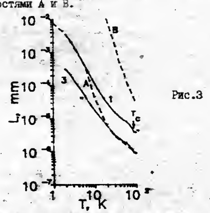


Рис.3

1/ Н.В.Заварицкий, А.В.Самойлов, А.А.Юргенс// Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, с.221.

/2/ J.E.Graeber, L.F.Schneemeyer, R.J.Cava *et al.*, in *High-Temperature Superconductors*, ed. by M.B.Brodsky, 1987 MRS Fall Meeting Symposium Proceedings, vol. 99, p.745.

/3/ Da-Ming Zhu, A.C.Anderson *et al.*// Phys.Rev. B40, 1989, p.841

/4/ S.D.Peacor and C.Uher// Phys.Rev. B39, 1989, p.11 559.

/5/ R.A.Fisher, S.Kim *et al.*// Phys.Rev. B38, 1988, p.11 942.

/6/ Р.Берман. Теплопроводность твердых тел, М., "Мир", 1979.

C176

ТУННЕЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВТСП

В.М.Свистунов

Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк

Представлен обзор современного состояния экспериментов по туннелированию электронов в металлооксиды. Анализ данных основан на представлениях об объекте исследований как слабосвязанной сверхпроводящей среде. Такой объект существенно ограничивает применимость уже сформировавшейся теории квазичастичного туннелирования для односвязных систем. Неидеальный вид туннельных характеристик обусловлен прежде всего неоднородностью материала: в СП-состоянии - наличие нормальных включений, в нормальном состоянии существенны эффекты разупорядочения, приводящие к локализации носителей заряда. Показано, что джозефсоновские эффекты и явления токопереноса в сверхпроводящей среде находят отражение в туннельном спектре и усложняют отражение энергетической щели и туннельной плотности состояний ВТСП. Все это делает весьма проблематичным реконструкцию спектральной функции электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) на сегодняшнем этапе понимания механизма электронного туннелирования в джозефсоновскую ду. Акцентируется внимание на информативности изучения туннельной спектроскопии нормального состояния металлооксидов. В рамках обычного механизма спаривания обсуждаются возможный вид туннельной плотности состояний и функции ЭФВ. Уделено также внимание технологическим аспектам изготовления туннельных контактов, формулируется ряд требований к получению достоверности экспериментальных данных.

C177

ПРИРОДА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МЕТАЛЛООКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

В.М.Свистунов, М.А.Белоголовский, В.Е.Таренков, А.И.Хачатуров
(Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Многочисленные туннельные и фотоэмиссионные исследования иттрий-бариевого металлооксида убедительно доказывают наличие на его поверхности неметаллических слоев. Является ли возникновение таких слоев технологическим эффектом, или же, как предполагается в [1], локализация электронных состояний на поверхности YBCO внутренне присуща данному соединению – этот вопрос представляет интерес не только в фундаментальном, но и прикладном плане.

Ранее [2] при исследовании контактов на основе керамики LSCO, которая в силу технологических причин оказалась несверхпроводящей, была обнаружена гигантская нулевая аномалия типа "пик сопротивления". При этом четная часть $\sigma^{+}(V) = [\sigma(V)+\sigma(-V)]/2$ туннельной проводимости имела следующий вид $\sigma^{+}(V) = \sigma_0(1+K_1V^{1/2})$.

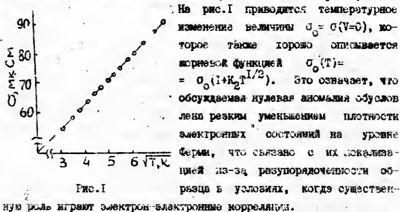


Рис.I

На рис.I приводится температурное изменение величины $\sigma_0 = \sigma(V=0)$, которое также хорошо описывается корневой функцией $\sigma_0(T) = \sigma_0(1+K_2T^{1/2})$. Это означает, что обсуждаемая нулевая аномалия обусловлена резким уменьшением плотности электронных состояний на уровне Ферми, что связано с их локализацией из-за разупорядоченности образца в условиях, когда существенную роль играют электрон-электронные корреляции.

Приведенные выше рассуждения относятся к несверхпроводящей керамике LSCO, однако, как оказалось, подобные особенности, хотя

и меньшей амплитуды, наблюдаются в дифференциальной проводимости переходов на основе сверхпроводящего металлооксида YBCO. На рис.2

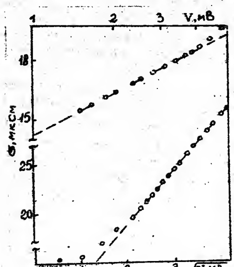


Рис.2

приведена кривая σ(V) туннельного контакта, одним из электродов которого является свинцовая пленка,а вторым - монокристалл YBCO (T= =4,2 К; приложенное магнитное поле подавило сверхпроводимость инжектора). Хотя образец находился в сверхпроводящем состоянии, его энергетическая щель в зависимости σ(V) не проявлялась. Кроме того, подобно контактам с полностью несверхпроводящими образцами, в области напряжений свыше 4 мВ наблюдалась корневая зависимость (рис.2, нижняя шкала), однако в интервале от 2 до 4мВ кривая приобретала логарифмический характер (рис.2,верхняя шкала). Такой переход обычно связывается с изменением размерности образца,когда величина $L=(\hbar D/eV)^{1/2}$ (D-коэффициент диффузии) становится больше его толщины d. Однако в данном случае естественно считать, что речь идет не обо всем образце, а лишь о его поверхностном слое,не проявляющем сверхпроводящих свойств.Природа этого слоя обусловлена наличием беспорядка вблизи поверхности металлооксида, который и приводит к локализации электронных состояний.

1. Egdell R.C., Flavell W.R.//Z.Phys.B. - 1989. -74,#3.-P.279-282
2. Хачатуров А.И.,Белоголовский М.А.,Свистунов В.М.,Таренков.В.Ю. //ФНТ. - 1988. - 14, #1. - С.101-105.

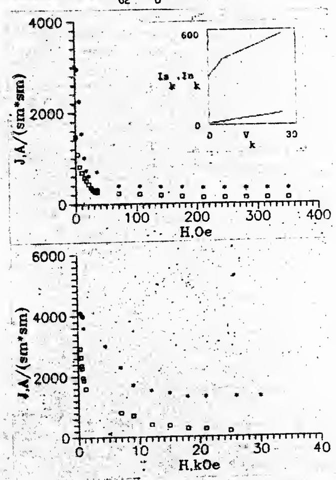
CI78 АНОМАЛЬНОЕ ВОЗРАСТАНИЕ ПИННИНГА ПОТОКА В МЕТАЛЛООКСИДАХ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В.М.Свистунов, В.Ю.Таренков, Б.И.Перекрестов (Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Обнаружено значительное (на порядок) возрастание критического тока металлооксидных образцов под давлением в магнитных полях Н > IO кЭ. Исследовались образцы, представляющие собой отрезки ленты $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ в серебряной матрице. Сечение сверхпроводящего включения 0,5x0,02 мм^2, толщина серебряного покрытия 0,03 мм. Для приготовления ленты предварительно спрессованный порошок $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ вкладывался в серебряную обкладку. После механической деформации до получения необходимого сечения лента отжигалась на воздухе при T=940°C с последующим медленным охлаждением. Плотность тока в таких образцах при 77 К составляла 2 - 3 IO^3 А/см^2. Отсчет критического тока проводился на уровне напряжения 0,I мкВ/см, что позволяет исключить шунтирующее влияние матрицы. Вклад сопротивления матрицы в формирование ВАХ образца можно оценить из вставки рис.I, где приведены характеристики ленты и отдельно матрицы. Исследование критических токов в магнитном поле показало, что I_c сильно уменьшается в области малых (до IOO Э) полей, далее падение критического тока идет значительно слабее (рис.I). При низких температурах (T=4 2K) критический ток остается конечным в полях Н ~ 30 кЭ. Приложение давления увеличивает критический ток, особенно значительно это увеличение в области полей ~ IO кЭ. На рис.2 представлены зависимости I_c(H) 4,2 К для 0 (■) и 8,8 кбар (*). Под давлением критический ток спадает намного медленнее. Наблюдаемый эффект воспроизводится при наборе и сбросе давления.

Существенное возрастание I_c с давлением возможно только в джозефсоновских средах, что объясняется экспоненциальной чувствительностью критического тока слабых связей к давлению [1]. В сильных магнитных полях (H >> H_{cI}) закрепление потока в средах определяется, прежде всего, мелкомасштабными неоднородностями слабосвязанных контактов. Давление увеличивает величину этих

неоднородностей (т.е. амплитуду флуктуаций плотности критического тока I_r связей), а также уменьшает соответствующий флуктуациям корреляционный радиус r. Это приводит к существенному возрастанию характерного для джозефсоновской среды верхнего критического магнитного поля $H^J_{c2} \sim \Phi_0/2\pi r^2$.



[1]В.Г.Барьяхтар и др. Письма в ЖЭТФ,том 47,вып.9,с.457-459.

CI79

О ГИСТЕРЕЗИСЕ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ВТСП В БОЛЬШИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.М.Свистунов, В.Ю.Таренков, А.И.Дьяченко,
А.В.Василенко, В.И.Перекрестов.
Донецкий физико-технический институт АН УССР, Донецк

Ранее [1,2] в ВТСП сверхпроводниках отмечалось значительное возрастание критического тока $I_c(H)$ при уменьшении магнитного поля. В области малых (до H=I00 Э) магнитных полей этот эффект пытаются объяснить компенсацией магнитного поля в межгранульных областях остаточной намагниченностью зерен [1]. Однако в области больших (H>1кЭ) полей трудно связать столь значительный гистерезис критического тока с джозефсоновскими слабыми связями. Поэтому в [2] предположено, что кроме слабых связей в ВТСП керамиках существуют также и межзеренные закоротки, по которым и протекает весь транспортный ток. Тогда токовый гистерезис связан с вкладом в ток мейснеровской составляющей гранул, величина которой при наборе и сбросе оказывается разной [2]. Нами проведены исследования по влиянию гидростатических давлений до I0 кбар на критический ток иттриевых и висмутовых металлооксидных сверхпроводников. Показано, что во всех случаях наблюдается значительное приращение критического тока с давлением, в том числе и в магнитных полях до 60 кЭ. Эксперименты выполнены на керамических пластинах (0,02 - 0,IxO,5xI0)мм^3 с плотностью тока 5 10^3А/см^2 - 3 10^2А/см^2 при 77К. Образцы с высокой плотностью тока получены прессованием иттриевой керамики в серебряной матрице и последующим отжигом при T=920°С. На рис.I показана зависимость $I_c(H)$ при T=4,2 К с набором и сбросом магнитного поля; на вставке эти же характеристики при 77К. Значительный гистерезис $I_c(H)$ наблюдался как в больших, так и в малых магнитных полях. Отметим, что относительное приращение критического тока с давлением было практически одинаковым для образцов, величины J_c которых отличались более чем на порядок. Как показано в [3], влияние давления на I_c иттриевых керамик связано с экспоненциально сильной зависимостью критического тока слабых связей от давления. Другой важной особенностью в транспортных свойствах образцов являются ступени тока, наблюдаемые в ВАХ только при уменьшении магнитного поля (рис.2). Нам представляется, что как эффект гистерезиса $I_c(H)$, так и токовые ступени ВАХ

обусловлены одной причиной: наличием вихревой структуры в гранулах металлокерамики. Влияние магнитного поля на критический ток джозефсоновских контактов реализуется через экранирующий ток, индуцированный в сверхпроводящих берегах. Величина этого тока зависит от концентрации и распределения абрикосовских вихрей в гранулах керамики. Закрепление флюксоидов в гранулах приводит к набору метастабильных состояний, переключение между которыми отражается на ВАХ. Спонтанное перераспределение плотности вихревой решетки в зерне к более однородной может существенно уменьшить их намагниченность и соответственно экранирующий ток, что эквивалентно возрастанию сверхпроводящей части тока.

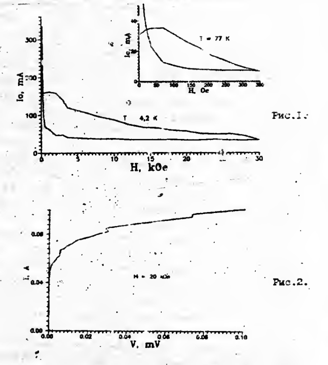


Рис.1.

Рис.2.

1. Evetts J.E., Glowacki B.A.//Cryogenics.-1988.-28.-P.641.
2. Watanable K. et al.//Cryogenics.-1989.-29.-P.263.
3. Барьяхтар В.Г. и др.//Письма в ЖЭТФ.-1988.-47.-С.457.

C180 К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ХОЛОДНООСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК БЕРИЛЛИЯ

Е.Е.Семененко, В.И.Тутов

Харьковский физико-технический институт АН УССР, г.Харьков

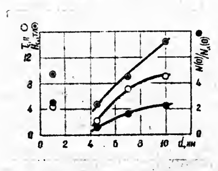
Холодноосажденные пленки бериллия образуются в ультрадисперсной метастабильной фазе с Тс= 10,5 К (самой высокой среди чистых металлов), Hc_2=14,5 Тл, в сотни и тысячи раз, соответственно, превышающими параметры фазы αBe и плотностью состояний ~ в 2,5 раза выше $N(0)$ αBe . Эта фаза существует в узкой области толщин и температур отжига (< 50 нм и < 60 К). Определенные примеси или предельно малая толщина слоев стабилизируют её вплоть до 400 К.

Выяснение природы сверхпроводимости пленок Be важно как для развития представлений о сверхпроводимости, так и для выяснения возможности повышения сверхпроводящих параметров других сверхпроводников.

Высокодисперсное и искаженное состояние кристаллической решетки сверхпроводящих пленок Be не дают возможности прямыми методами исследований определить не только тип структуры, но даже степень разупорядочения их (аморфные или мелкокристаллические). Поэтому косвенные суждения о структуре и структурном состоянии оказываются более информативными.

В данных исследованиях особенностей поведения сверхпроводящих и электрических свойств ультратонких пленок различной толщины (< 5 нм) под влиянием отжига делается вывод о мелкокристалличности сверхпроводящей фазы и определен размер кристаллитов, стабилизирующих её (< 3 нм). Наиболее тонкие (~1 нм) свежесконденсированные слои образуются с предельно разупорядоченной кристаллической структурой (аморфной) и сильно локализованным электронным состоянием, полностью подавляющем сверхпроводимость. Уменьшение степени локализации отжигом слоев сопровождается появлением и при все более высокотемпературных отжигах усилением сверхпроводимости. Это наблюдается и в процессе конденсации по мере роста толщины слоя. Найден эффект повышения Тс с отжигом пленок тоньше 3 нм. При наличии примесей эффект повышения Тс отсутствует для пленок всех толщин. Аморфизация в приступствии примесей приводит к необратимому подав-

лению сверхпроводимости, которое происходит также и при появлении в конденсате (во время образования или отжига) кристаллитов бериллия, размеры которых превосходят 3 нм, в меру эффекта близости /I/.



Найдено, что Тс, Hc_2 и $N(0)$ возрастают по мере снятия эффектов локализации как увеличением толщины свежесконденсированных слоев (кривые на рис.), так и отжигом слоя (на рис. отдельные точки для слоя I,0 нм). Заметим, что при одинаковых значениях $N(0)$ метастабильной фазы и фазы αBe, Тс слоев метастабильной фазы более чем в 100 раз превышает Тс фазы αBe.

Полученные и известные ранее данные дают основание заключить, что метастабильная сверхпроводящая фаза представляет одну из кубических модификаций (γ или β), существующих при высоких температурах, давлениях или в сплавах бериллия /2/. Наиболее вероятно, это фаза β , найденная в пленках толщиной (2 ÷ 3) нм, образованных на горячей подложке /3/. В толстых холодноосажденных пленках возможна смесь нескольких кубических модификаций.

1. Тутов В.И., Семененко Е.Е. // ДАН УССР. Серия А. - 1989. - № 2. - С. 58-62.
2. Бериллий. Наука и технология. М., Металлургия. 1984. 624
3. Бублик А.И., Пинес Б.Я. // ДАН УССР. - 1952. - 87, № 2. С. 215-218.

C18I ЛОГАРИФМИЧЕСКАЯ ВАХ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СТЕКЛА

С.А.Сергеенков (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна)

В работе /1/ (см. также /2/) изучалась вольт-амперная характеристика (ВАХ) системы $Ag-YBaCuO$ с демпфированным (благодаря включению серебра) крипом магнитного потока. Исходя из перколяционной картины, описывающей крип потока в джозефсоновской среде, авторам удалось удовлетворительно описать экспериментальные данные ВАХ логарифмического типа:

$$j = j_c + j_1 \ln(E/E_c), \qquad (1)$$

где E_0 - величина электрического поля, при котором определяется плотность критического тока j_c. Причем для ВТСП керамик, как показано в /1,2/, $j_c \lesssim 10\, j_1$.

Покажем, что закон вида (1) является следствием долговременных (низкочастотных) процессов релаксации корреляций между сверхпроводящими гранулами.

Согласно /3/, среднее значение плотности сверхтока, текущего через квадратную решетку (со стороной d) сверхпроводящих гранул, в модели сверхпроводящего стекла (СПС) /4,5/:

$$j = A \int_0^\infty dt \exp(-4e^2\sigma E^2 t^2/\hbar^2) \cdot D(t) E,$$

$$A = 8e^2\sigma N J(T,H)/\hbar^2 d^2, \quad J(T,H) = J(T)(1+H^2/H_0^2)^{-1/2}, \qquad (2)$$

$$D(t) = \frac{1}{N} \sum_{ij} \overline{\langle S_i^*(t) S_j(0) \rangle}, \quad H_0 = \Phi_0/2\sigma.$$

Здесь: $J(T)$ - джозефсоновская энергия связи между гранулами; $\vec{E} = (E,0,0)$ - электрическое, $\vec{H} = (0,0,H)$ - магнитное поля; σ - площадь сверхпроводящего кластера; N - число гранул; $S_k = \exp(i\phi_k)$, $\phi_k(t)$ - фаза k-й гранулы. Черта означает конфигурационное усреднение по случайным координатам кластера $\vec{r}_i = (x_i, y_i, 0)$. В работе /3/ в качестве коррелятора $D(t)$ был использован степенной закон долговременной релаксации (намагниченности, см. /5/): $D(t) = L + D_0(t/\tau)^{-\alpha}$, ведущий к ВАХ степенного типа $E \sim (j - j_c)^a$, также наблюдаемой в экспериментах с ВТСП керамиками. Здесь $a = 1/\alpha$ (причем $a(T_c) = 2$), $L(T,H)$ - параметр неэргодичности, определяющий в рамках модели СПС как равновесные /5/, так и неравновесные /6/ свойства джозефсоновской среды.

Естественно предположить, что наблюдаемая в /1,2/ форма ВАХ (1) является следствием долговременной релаксации логарифмического типа /6/:

$$D(t) = L - s\cdot \ln(t/\tau)\ , \qquad (3)$$

где S - коэффициент магнитной вязкости, $\tau = \hbar^2 N/4e^2RT$ - время релаксации в модели СПС. Действительно, подставляя закон (3) в формулу (2), получим ВАХ вида (1), где

$$j_1 = j_0 S/2\ , \quad E_0 = \hbar/2e\tau\sqrt{\sigma}\ ,$$
$$j_c = j_0\left[L + S(\ln 2 + C/2)\right],\ j_0 = \frac{\hbar}{2e}\sqrt{\frac{T}{\varepsilon}}\,A(T,H). \qquad (4)$$

С учетом связи $S = \beta L$ (см. /6/), вблизи T_c (где $\beta \lesssim 1$) из (4) следует нижняя оценка для критического тока $j_c \gtrsim 5j_1$, в согласии с данными работ /1,2/. С другой стороны, как и в случае степенной ВАХ /3/, модель СПС, согласно (2)-(4), предсказывает следующее поведение криттока j_c во внешнем магнитном поле. В слабых полях $(H \ll H_0)$ $j_c(H) \simeq j_c(0)(1 - H^2/H_0^2)$; в режиме сильной фрустрации $(H \gg H_0)$ $j_c(H) \simeq j_c(0)H_0/H$. В силу (4) аналогичным образом ведет себя и "нелинейный" ток $j_1(H)$. Что касается температурного поведения криттока $j_c(T)$, оно полностью определяется соответствующим поведением параметра неэргодичности $L(T)$ /3,6/. Так, например, вблизи T_c, $L(T) \sim 1 - T/T_c$ и, в силу (4), $j_c \sim 1 - T/T_c$. Поведение "нелинейного" вклада $j_1(T)$ вблизи T_c носит более сложный характер ввиду нетривиальной температурной зависимости скорости релаксации $S(T)$ /6/.

1. Свистунов В.М. и др.//Письма ЖЭТФ.-1989.-49,вып.11.-С.614-617.
2. Тарееков В.Ю. и др.//СФХТ.-1989.-2,вып.11.-С.79-86.
3. Сергеенков С.А.//Препринт ОИЯИ.-Е17-90-18,Дубна,1990.
4. Morgenstern I.//IBM J.Res.Develop.-1989.-33,N5.-307-312.
5. Aksenov V.L.,Sergeenkov S.A.//Physica C.-1988.-156,N1.-13-23.
6. Aksenov V.L.,Sergeenkov S.A.//Physica C.-1988.-156,N2.--235-242.

C182 ВЛИЯНИЕ ГИБРИДИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ДВУХЗОННОЙ МОДЕЛИ

В.В. Скафару (Институт прикладной физики АН МССР, г. Кишинев)

В данной работе на основе периодической модели Андерсона /1,2 / исследуется влияние гибридизации p и d электронных состояний на характер сверхпроводимости в оксидных соединениях типа $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Гамильтониан системы в приближении среднего поля имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{p,\sigma} \varepsilon_p a^+_{p\sigma} a_{p\sigma} - \sum_p (\Delta^* a_{-p\downarrow} a_{p\uparrow} + \Delta a^+_{p\uparrow} a^+_{-p\downarrow}) + \varepsilon_0 \sum_{i,\sigma} b^+_{i\sigma} b_{i\sigma} + \sum_i (\Delta^*_1 b_{i\downarrow} b_{i\uparrow} + \Delta_1 b^+_{i\uparrow} b^+_{i\downarrow}) + \sum_{i,p,\sigma} (V_{ip} a^+_{p\sigma} b_{i\sigma} + V^*_{ip} b^+_{i\sigma} a_{p\sigma}); \quad (1)$$

$$\Delta_1 = \frac{U}{N} \sum_i \langle b_{i\downarrow} b_{i\uparrow} \rangle; \quad \Delta = \frac{V_{BCS}}{V_0} \sum_p \langle a_{-p\downarrow} a_{p\uparrow} \rangle$$

где: $\varepsilon(p)$- энергия дырочной зоны кислорода, ε_0 - энергия локализованного состояния меди, V_{BCS} - константа притягательного взаимодействия p - дырок в кислородной зоне, U - энергия взаимодействия электронов на i - том узле, $a^+_{p\sigma}, a_{p\sigma}, b^+_{i\sigma}, b_{i\sigma}$ - Ферми операторы дырок кислорода и меди соответственно , V_{ip} - матричный элемент определяющий гибридизацию p и d состояний, V_0 - объем системы, N - число узлов занимаемых ионами меди.

Регулярное расположение ионов Cu в кристаллической решетки позволяет выбирать матричный элемент V_{ip} в виде: $V_{ip} = (N)^{-1/2} V_p e^{ipR_i}$; $V_p = V^*_p$ и ввести импульсное представление для операторов локализованных состояний $b_{i\sigma} = (N)^{-1/2} \sum b_{p\sigma} e^{-ipR_i}$, $b_{p\sigma} = (N)^{-1/2} \sum b_{i\sigma} e^{ipR_i}$. После вышеуказанных преобразований гамильтониан диагонализируется при помощи обобщенного канонического преобразования Боголюбова /3/. Используя это преобразование мы получаем самосогласованные уравнения для сверхпроводящих параметров порядка, которые после их линеаризации по Δ и Δ_1 имеют вид:

$$\Delta = \frac{V_{BCS}}{V_0}\sum_{p,i=2,4}\frac{\left[\Delta + \Delta_1\frac{V^2}{\lambda_i^{(0)2} - \varepsilon_0^2}\right]}{\left[1+e^{\beta\lambda_i^{(0)}}\right]\left[1+\frac{V^2}{(\lambda_i^{(0)}+\varepsilon_0)^2}\right]\left[\varepsilon_p - \lambda_i^{(0)} + \frac{V^2}{\lambda_i^{(0)}-\varepsilon_0}\right]} -$$

$$- \frac{V_{BCS}}{V_0}\sum_{p,i=1,3}\frac{\left[\Delta + \Delta_1\frac{V^2}{\lambda_i^{(0)2}-\varepsilon_0^2}\right]}{\left[1+e^{\beta\lambda_i^{(0)}}\right]\left[1+\frac{V^2}{(\lambda_i^{(0)}-\varepsilon_0)^2}\right]\left[\varepsilon_p + \lambda_i^{(0)} - \frac{V^2}{\lambda_i^{(0)}+\varepsilon_0}\right]}; \qquad (2)$$

$$\Delta_1 = -\frac{U}{V_0}\sum_{p,i=2,4}\frac{\frac{V^2}{\lambda_i^{(0)2}-\varepsilon_0^2}\left[\Delta + \Delta_1\frac{\lambda_i^{(0)}-\varepsilon_p}{\lambda_i^{(0)}+\varepsilon_0}\right]}{\left[1+e^{\beta\lambda_i^{(0)}}\right]\left[1+\frac{V^2}{(\lambda_i^{(0)}+\varepsilon_0)^2}\right]\left[\varepsilon_p - \lambda_i^{(0)} + \frac{V^2}{\lambda_i^{(0)}-\varepsilon_0}\right]} +$$

$$+ \frac{U}{V_0}\sum_{p,i=1,3}\frac{\frac{V^2}{\lambda_i^{(0)2}-\varepsilon_0^2}\left[\Delta + \Delta_1\frac{\lambda_i^{(0)}+\varepsilon_p}{\lambda_i^{(0)}-\varepsilon_0}\right]}{\left[1+e^{\beta\lambda_i^{(0)}}\right]\left[1+\frac{V^2}{(\lambda_i^{(0)}-\varepsilon_0)^2}\right]\left[\varepsilon_p + \lambda_i^{(0)} - \frac{V^2}{\lambda_i^{(0)}+\varepsilon_0}\right]}$$

где: знак P во всех членах указывает, что суммы по импульсам берутся в смысле главного значения, $\lambda_i^{(0)}$ - ренормированная энергия квазичастиц при $\Delta = \Delta_1 = 0$. На основе этих уравнений исследовано влияние гибридизации на Тс, Показано, что наличие гибридизации подавляет критическую температуру сверхпроводящего перехода. Существует критическое значение $V = V_c$ при котором сверхпроводимость полностью исчезает. Это возможно при $V^2 > \varepsilon_0\omega_D$ (ω_D - частота Дебая). При $U > 0$ для V_c имеем $V_{c_1} = \rho\omega_D/2$ где $\rho = V_{BCS}N(\varepsilon_F)$, $N(\varepsilon_F)$- плотность электронных состояний на поверхности Ферми. В случае когда $U = -|U| < 0$ возникает еще одно решение для V_c а именно $V_{c_2} = \rho_1\omega_D/2$, где $\rho_1 = U N(\varepsilon_F)$ Все это справедливо при больших плотностях электронныхсостояний поскольку V_{c_1} и V_{c_2} получены в приближении что $V^2 >> \varepsilon_0\omega_D$

1. Xu Va-bin, Zhanc Li-yuan, Chen Chang- feng // Physica C. 1988, 156, №5, p.566
2. Любимов В.С., Ионов С.П. //ДАН СССР-1988,-299,№3,с.627
3. Москаленко В.А., Владимир М.И., Доготарь Л.А. // У международный симпозиум по избранным проблемам статистической механики. Дубна 1989, с.48

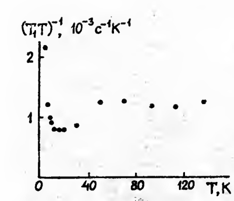
C188 РЕЛАКСАЦИЯ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ BEDT-TTF

А.В.Скрипов, А.П.Степанов (Институт физики металлов УрО АН СССР, Свердловск)

Открытие сверхпроводимости при нормальном давлении в низкоразмерных органических соединениях на основе BEDT-TTF /I/ обусловило интерес к исследованию их электронной структуры и молекулярной динамики. Микроскопическая информация об электронном спектре и молекулярном движении может быть получена из измерений времени спин-решеточной релаксации ядерных спинов T_I. В настоящей работе обсуждаются результаты измерения T_I ядер ^1H в органических сверхпроводниках $(BEDT\text{-}TTF)_{2n}X$, $X = I_3$, $Cu(SCN)_2$ и $Hg_{2,89}Br_8$ в интервале температур 4–400 К.

Во всех исследованных соединениях при $T > 140$ К скорость релаксации T_I^{-I} быстро возрастает и обнаруживает максимум вблизи комнатной температуры. Такое поведение связано с термически активированными колебаниями концевых групп молекул BEDT-TTF. В области же низких температур, где релаксация ядерных спинов обычно определяется взаимодействием с электронами проводимости, поведение T_I^{-I} в исследованных соединениях значительно различается. В соединении с $n = 1$, $X = I_3$ (β-фаза, $T_c = 1{,}5$ К) при низких температурах T_I^{-I} обнаруживает температурную зависимость корринговского типа, $(T_IT)^{-I} = const$, причем частотная зависимость T_I^{-I} отсутствует. Такое поведение характерно для обычных металлов. Анализ данных на основе обобщенного соотношения Корринги /2/ позволяет сделать вывод о трехмерном характере электронного спектра этого соединения.

Температурная зависимость $(T_IT)^{-I}$ для соединения с $n = 1$, $X = Cu(SCN)_2$ ($T_c = 10{,}4$ К) показана на рисунке. В интервалах 10–30 К и 50–140 К наблюдается поведение корринговского типа. Скачок $(T_IT)^{-I}$ вблизи 40 К указывает на существование фазового перехода, сопровождаемого изменением плотности электронных состояний на уровне Ферми. При переходе в сверхпроводящее состояние не наблюдалось характерного уменьшения T_I^{-I}, связанного с открытием щели на поверхности Ферми. Более того, в области $T < 6$ К обнаружен рост T_I^{-I}, что согласуется с данными /3/. Можно предполагать, что рост T_I^{-I} в сверхпроводящем состоянии связан с каким-либо дополнительным каналом релаксации.



В соединении с $n = 2$, $X = Hg_{2,89}Br_8$ ($T_c = 4,3$ К), имеющем несоизмеримую подрешетку Hg, температурная зависимость T_I^{-I} значительно отклоняется от корринговской. Кроме того, наблюдается сильная частотная зависимость T_I^{-I} при низких температурах: в области резонансных частот ν от 30 до 90 МГц T_I^{-I} линейно возрастает при увеличении ν /4/. Подобная частотная зависимость скорости релаксации в металле является совершенно необычной. Особенности спиновой диффузии в квазиодномерных и квазидвумерных металлах могут привести только к уменьшению T_I^{-I} с ростом ν. Дополнительные каналы релаксации, связанные с низкочастотными флуктуациями сверхтонких магнитных полей, также должны приводить к уменьшению T_I^{-I} с ростом ν. Возможной причиной усиления T_I^{-I} при увеличении ν являются эффекты частичной локализации электронных состояний несоизмеримого двумерного металла в магнитном поле. Альтернативное объяснение аномальной зависимости $T_I^{-I}(\nu)$ связано с кросс-релаксацией через квадрупольные ядра Br. Для прояснения механизма релаксации в $(BEDT\text{-}TTF)_4Hg_{2,89}Br_8$ необходимы измерения T_I в более широком интервале резонансных частот.

I. Ягубский Э.Б., Щеголев И.Ф., Лаухин В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.39. С.12.
2. Скрипов А.В., Степанов А.П. // ФТТ. 1986. Т.28. С.2338.
3. Takahashi T., Tokiwa T., Kanoda K. et al. // Tech. Rep. ISSP. Ser.A. 1988. N.1925.
4. Скрипов А.В., Степанов А.П., Мержанов В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.49. С.229.

С184 КУЛОНОВСКАЯ АВТОЛОКАЛИЗАЦИЯ В СЛОИСТЫХ s-d - СИСТЕМАХ И ВТСП

А.А. Слуцкин, Л.Ю. Горелик (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

В металлооксидах, обладающих ВТСП, носители проводимости, повидимому, образуют квазидвумерную (слоистую) s-d - систему, в которой расстояние между слоями L много больше характерного межатомного расстояния в слое a. Настоящим сообщением мы хотим обратить внимание на два факта: 1) слоистость электронной структуры ($L \gg a$) обусловливает аномально большой радиус кулоновского экранирования $r_c \geq L$, неизбежно приводит при $r_d \leq L$ (r_d - среднее расстояние между d-электронами в слое) и достаточно малых (см. ниже) интегралах перекрытия I_d соседних d-орбиталей к кулоновской автолокализации (КА) d-электронов; 2) При КА d-системы виртуальный обмен ее элементарными возбуждениями между "легкими" s-электронами, образующими обычную ферми-жидкость, создает относительно сильное s-s-притяжение и как следствие этого - сверхпроводящий переход с большим значением T_c.

Гамильтониан s-d-системы имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_s + \hat{H}_d + \hat{H}_{sd}$, где $\hat{H}_s$, $\hat{H}_d$ - гамильтонианы s- и d-систем; $\hat{H}_d = \sum(\hat{T}_d + \hat{U}_d)$ есть сумма по "d-слоям", содержащим d-электроны;

$$\hat{T}_d = I_d \sum_{\langle \vec{r}, \vec{r}' \rangle} \left[\hat{C}^{+}_{\vec{r}} \hat{C}_{\vec{r}'} + \text{э.с.} \right], \quad \hat{U}_d = \frac{1}{2} \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} V_d(\vec{r} - \vec{r}')\, \hat{n}_{\vec{r}} \hat{n}_{\vec{r}'}, \quad \hat{n}_{\vec{r}} = \hat{C}^{+}_{\vec{r}} \hat{C}_{\vec{r}};$$

$\hat{C}^{+}_{\vec{r}}\,[\hat{C}_{\vec{r}}]$ - оператор рождения (уничтожения) электрона в d-орбитальном состоянии данного d-слоя $|\vec{r}\rangle$; $\vec{r}$ нумерует узлы кристаллической решетки, $\langle \vec{r}, \vec{r}' \rangle$ - пары ближайших соседей ; $\hat{U}_d$ и $\hat{H}_{sd}$ - операторы кулоновского d-d- и s-d-взаимодействия с экранированными ($r_c \geq L$) парными потенциалами (V_d и V_{sd}). Гибридизацией s- и d-электронов мы пренебрегаем, что естественно для металлооксидов. При этом число d-электронов на один узел d-слоя $n_d = (a/r_d)^2$ определяется равенством химических потенциалов s- и d-систем: $\mu_s(x - n_d/a^2 L) = \mu_d(n_d)$, где x- плотность частиц в s-d-системе, определяемая концентрацией y допирующего элемента. Спиновая переменная для КА в области $r_d \leq r_c$ не существенна.

Свойства d-системы при $r_d \leq r_c$ существенно зависят от величины параметра $\gamma = I_d / \delta U$; где $\delta U = a^2 V_d''(r_d)$ ($V' \equiv dV/dr$) -

типичное изменение кулоновской энергии d-электрона при его переносе между соседними узлами $\vec{r}$. В "континуальном" случае $\gamma \gg 1$, когда квазиимпульс d-электронов - хорошее квантовое число, КА приводит к образованию вигнеровского кристалла (при <u>малых</u> $n_d \ll 10^{-4} \gamma^{-1/2}$). Если же $\gamma \lesssim 1$ ($n_d < 1$), то возникает качественно новая ситуация: d-d-взаимодействие разрушает d-зону, локализуя d-электроны в узлах $\vec{r}$. Акустические фононы теперь отсутствуют. Термодинамически совокупность d-электронов при $\gamma \ll 1$ эквивалентно классической системе частиц на решетке с гамильтонианом $\hat{U}_d$. Если температура T=0, то зависимость $n_d(\mu_d)$ есть т. н. "чертова лестница", ступеням которой соответствуют периодические структуры - "электронные кристаллы" (ЭК) с $n_d = P/Q$ (P,Q=1,2...); ширины ступеней $\Delta\mu \simeq aV'_d\left[1 \overline{a Q}\right]$. При $T = T^*(\mu_d) \simeq \Delta\mu$ ЭК плавится, переходя в аморфизированную фазу - "электронное стекло" (ЭС). При T=0 уравнение $\mu_s = \mu_d$ в зависимости от значения x может давать как рациональные, так и иррациональные n_d. Последним соответствует несоизмеримая структура - "электронный квазикристалл" (ЭКК). Она же по-существу описывает и ЭК с $P,Q \gg 1$.

В случае $\gamma \lesssim 1$ роль элементарных возбуждений играют переходы d-электронов между соседями узлами $\vec{r},\vec{r}'$. Соответствующие вариации кулоновской энергии $\varepsilon(\vec{r},\vec{r}') \simeq \delta U$; возможны однако $\langle\vec{r},\vec{r}'\rangle$ с $\varepsilon(\vec{r},\vec{r}') \le I_d$. Тогда туннелирование d-электронов снимает вырождение, образуя биорбитали $C_{\pm}|\vec{r}\rangle + C_{\pm}|\vec{r}'\rangle$. Оказывается, что именно биорбитальные возбуждения (их энергии $\omega = 2\left[I_d^2 + \varepsilon^2\right]^{1/2}$) наиболее эффективно взаимодействуют с s-электронами, внося основной вклад в s-s-притяжение и T_c. При этом $T_c = \omega_o \exp(-\lambda^{-1})$, где $\lambda \simeq (aq_f)^2 \langle V_{sd}^2 \rangle \nu_f \omega_1^{-1}$, $\omega_o \simeq I_d$, q_f и ν_f - импульс и плотность числа состояний на поверхности Ферми (ПФ) s-электронов, $\langle V_{sd}^2 \rangle$ - усредненный по ПФ квадрат матричного элемента V_{sd} между блоховскими состояниями s-электронов; $\omega_1^{-1} = I_d^2 \int_0^{\varepsilon_{max}} d\varepsilon\, g(\varepsilon)\omega^{-3}$, ($\varepsilon_{max} \simeq \delta U$), $g(\varepsilon)$-плотность числа пар $\langle\vec{r},\vec{r}'\rangle$ с $\varepsilon\langle\vec{r},\vec{r}'\rangle = \varepsilon$. Для ЭС, ЭКК $g(\varepsilon)$ непрерывная функция ε порядка δU^{-1}, и $\omega_1 \simeq \delta U$; в случае же ЭК с $P,Q \simeq 1$ величина $\omega_1 \simeq \alpha I_d$, где $\alpha < 1$ есть относительное число пар $\langle\vec{r},\vec{r}'\rangle$ в ячейке ЭК с $\varepsilon \le I_d$. Это различие позволяет объяснить наблюдаемую в системах "1-2-3" ступенчатую зависимость T_c от y просто в терминах решения уравнения $\mu_s = \mu_d$. Максимальное значение $T_c \simeq I_d$. При $T > T_c$ благодаря относительно резкой зависимости μ_d от T возникает близкий к линейному температурный ход концентрации s-электронов, а также электросопротивления.

УДК 537.622

C185 ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛА $YBa_2Cu_3O_7$

А.И.Смирнов, А.С.Панфилов
Физико-технический институт низких температур АН УССР, г. Харьков

С помощью СКВИД-магнитометра исследованы магнитные характеристики монокристалла $YBa_2Cu_3O_7$ в сверхпроводящем состоянии. Образец представлял собой сэндвич из двух одинаковых по форме монокристаллов (2,5 х 1,0 х 0,17 мм^3) с осью C, направленной вдоль наименьшего размера, и плотностью около 5,7 г/см^3. Величина экранирующего отклика в слабом поле с учетом размагничивающих факторов соответствовала идеальному диамагнетизму. Мейсснеровский момент для $H \parallel C$ и $H \perp C$ (вдоль наибольшего размера) соответственно 10% и 5% от $1/4\pi$, т.е. обладал заметной анизотропией. Найденная из температурной зависимости момента в поле 1Э температура сверхпроводящего перехода равна 89К. Из измеренной намагниченности как функции магнитного поля по её отклонению от линейности получены оценки нижнего критического поля при T = 77,8К: $H^{\parallel}_{cI}$=30-40Э, $H^{\perp}_{cI}$=5-7Э, что определяет его анизотропию $H^{\parallel}_{cI}/H^{\perp}_{cI}$=4-8.

Магнитные свойства монокристаллов в нормальном состоянии исследовались методом Фарадея на электронных микровесах в поле 8кЭ. Особенность этих свойств состоит в температурной зависимости анизотропии магнитной восприимчивости. Её величина в области высоких температур (T$\geq$150К) практически постоянна (~40 %), а при температурах ниже 150К начинает заметно уменьшаться и обращается в нуль вблизи T_c с последующей сменой знака. Такое поведение анизотропии естественно связать с проявлением сверхпроводящих флуктуаций. Величина соответствующего вклада в восприимчивость описывается первой флуктуационной поправкой к теории среднего поля как

$$\chi' = A\tau^{-1/2}, \quad \tau = (T-T_c)/T_c \qquad (1)$$

где величина A существенно анизотропна. Наиболее заметной в данном типе сверхпроводников является компонента χ' для направления поля вдоль оси C, полное выражение для которой имеет вид /1/:

$$\chi'_{\parallel} = -\frac{\pi}{6} \kappa T \frac{\xi_{ab}}{\Phi^2} \left(\frac{m_c}{m_{ab}}\right)^{1/2} \tau^{-1/2} \quad (2)$$

здесь ξ_{ab} – длина когерентности при T=0К в плоскости ab, $\frac{m_c}{m_{ab}}$ – отношение анизотропии масс. Для Н С величина должна быть, по-крайней мере, на порядок меньше, если исходить из существующих оценок анизотропии масс и длин когерентности. В этом случае можно утверждать, что температурная зависимость анизотропии восприимчивости вблизи T_c обусловлена продольной флуктуационной компонентой. Её величина в первом приближении определяется мерой отклонения анизотропии от её постоянного значения, соответствующего области высоких температур.

Анализ температурной зависимости флуктуационного вклада в рамках выражения (2) показывает, что она близка к виду $\chi' = A\tau^{-1/2}$ с $A = (1,77 \pm 0,2) \times 10^{-7}$ эме/см^3. Найденное значение А с помощью (2) позволяет найти величину

$$\xi_{ab}(m_c/m_{ab})^{1/2} = 113 \pm 15 \text{ Å} \quad (3)$$

Принимая для $(m_c/m_{ab})^{1/2}$ оценки 5-7 по данным анизотропии $(H_{c2}/T)_T$ из резистивных измерений (которые не противоречат полученным выше оценкам анизотропии H_{cI}), из (3) находим

$$\xi_{ab} = 14 - 25 \text{ Å}, \; \xi_c = \xi_{ab}/(m_c/m_{ab})^{1/2} = 2\text{-}5 \text{ Å} .$$

Полученные оценки длин когерентности находятся в разумном согласии с данными других методов их определения /2/.

Авторы признательны А.В. Бондаренко за предоставление образца.

1. Kanoda K., Kawagoe T., Hasumi M. et al. // J. Phys. Soc. Japan, 1988, 57, № 5, P.1544.
2. Iye Y. Techn. Rep. ISSP, 1988, ser.A, № 2058, 25 p.p.

C186 ИМПЕДАНС СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКА ПРИ УЧЕТЕ ЛИНЕЙНОГО НАТЯЖЕНИЯ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ.

Э.Б.Сонин, А.К.Таганцев, К.Б.Трайто
/Физико-технический ин-т им. А.Ф.Иоффе АН СССР, г.Ленинград/

Движение вихрей магнитного потока является источником диссипации при протекании тока через сверхпроводник в смешанном состоянии. При не слишком высоких частотах электромагнитного поля это же движение определяет поверхностное сопротивление. Вклад вихревого движения в поверхностный импеданс зависит от взаимоориентации нормали к поверхности $\vec{n}$, электрического поля в волне $\vec{E}$ и постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$. При $\vec{E} \parallel \vec{H}_0$ движения вихрей не возникает, при $\vec{E} \perp \vec{H}_0 \perp \vec{n}$ вихри движутся, оставаясь прямолинейными /параллельная геометрия/, а при $\vec{E} \perp \vec{H}_0 \parallel \vec{n}$ в движении участвуют лишь участки вихревых нитей, примыкающие к поверхности /перпендикулярная геометрия/. В работе сравнивается поверхностное сопротивление сверхпроводника, обусловленное движением вихрей, для параллельной и перпендикулярной геометрии. Случай параллельной геометрии рассматривался также в [1 - 3].

Для параллельной геометрии используются те же уравнения, что и в работах [2 - 3]. Для перпендикулярной геометрии уравнение движения вихревой нити записывалось с учетом ее линейного натяжения γ:

$$\gamma = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{c} j \Phi_0 - \eta \frac{\partial u}{\partial t} - K u = 0 , \qquad /1/$$

где

$$\gamma = \frac{\Phi_0^2}{(4\pi\lambda)^2 \mu} \ln \frac{\lambda}{\xi} .$$

Φ_0 - квант потока, λ - статическая глубина проникновения, ξ - размер кора вихря, μ - магнитная проницаемость, u - смещение вихря, j - сверхпроводящий ток, а η и K - константы, отвечающие за вязкость и пиннинг. Пренебрегая поверхностным пиннингом, в качестве граничного условия на поверхности сверхпроводника можно использовать $\partial u / \partial z = 0$. Для поверхностного импеданса в параллельной и перпендикулярной геометриях /$Z_{\parallel}$ и $Z_{\perp}$/ были получены следующие выражения :

$$Z_{\perp} = -\frac{i\omega\mu\lambda}{c} \cdot \frac{1-\sqrt{\frac{\omega_e}{\omega_p - i\omega}} + \frac{\omega_B}{\omega_p - i\omega}}{\left[\left(1 - \frac{\omega_e}{\omega_p - i\omega}\right)^2 + \frac{\omega_B}{\omega_p - i\omega}\right]^{1/2}} \quad /2/$$

$$Z_{\parallel} = -\frac{i\omega\mu\lambda}{c} \cdot \left(1 + \frac{\omega_B}{\omega_p - i\omega}\right)^{1/2} \quad /3/$$

где

$$\omega_{\ell} = \frac{\gamma}{\lambda^2 \eta} \cdot \omega_B = \frac{H_0 \Phi_0}{4\pi \lambda^2 \eta} \cdot \omega_p = \frac{K}{\eta} .$$

Проведено подробное сравнение поверхностных сопротивлений $\rho_{\perp} = 4\pi Z_{\perp}/c$ и $\rho_{\parallel} = 4\pi Z_{\parallel}/c$ для обычных Абрикосовских и гипервихрей [3] в ВТСП. В частности установлено :

а/ $\rho_{\perp}$ и $\rho_{\parallel}$ в пределе высоких частот отличаются видом частотной зависимости ;

б/ заметного отличия между $\rho_{\perp}$ и $\rho_{\parallel}$ следует ожидать или в случае слабого пиннинга или/и для межвихревых расстояний много больших магнитных размеров вихрей.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Rabinowitz M. // J. Appl. Phys., 1971, v.42, p.88-96.
2. Portis A.M., et al. // Europhys. Lett., 1988, v.5, p.467-472.
3. Sonin E.B., Tagantsev A.K. // Phys. Lett., 1989, v.140, p.127-132.

C187 НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ДЫРОК ВОДОРОДОМ В $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$

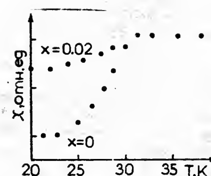
Н.М. Сулейманов,* Х.Друлис,* Г. Ходзыньский, А.Д. Шенгелая,
Е.Ф. Куковицкий, Р.Г. Мустафин (Казанский физико-технический институт КФАН СССР, Казань)

Внедрение в сверхпроводящий металлооксид водорода, обладающего предельно простой электронной структурой и малой массой, но в то же время способного привести к существенным возмущениям локальной электронной плотности, при сравнительно слабом искажении решетки, может дать важную информацию о свойствах этих материалов, в том числе и сверхпроводящих.

В данной работе изучено воздействие водорода на $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$ и проведены ЭПР и ЯМР - исследования полученных образцов. Взаимодействие водорода с лантан-стронциевой керамикой исследовалось вольюметрическим и термогравиметрическим методами. Было установлено, что $La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$ поглощает газообразный водород (Р= 500 мм.рт.ст.) при температуре 200°С, образуя новый материал, который представляет собой фазу внедрения водорода в металлооксиде. Из измерений радиочастотной магнитной восприимчивости было установлено, что в синтезированных образцах $H_xLa_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$ сверхпроводимость практически полностью подавляется при $X \geqslant 0,1$. В то же время, как видно из рис.1, в образце с $X = 0,02$, температура начала перехода в сверхпроводящее состояние, соответствующая излому χ, не изменилась по сравнению с исходным образцом. Однако при этом количество сверхпроводящей фазы уменьшилось в 1,5 раза. Обращает на себя внимание то, что концентрация водорода в образце с $X = 0,1$, при которой сверхпроводимость подавляется, сравнима с концентрацией донорных атомов Sr в исследованной керамике.

Как установлено, замещение лантана стронцием, приводит к возникновению дырок на Р - орбиталях кислорода в медь-кислородных плоскостях. В этой плоскости существует два типа орбиталей: P_σ - орбитали, связывающие ионы меди и кислорода и направленные вдоль медь - кислородных цепочек, и P_π - орбитали, ориентированные в перпендикулярном σ - орбиталям направлении. Введение водорода приводит к уменьшению количества сверхпрово-

* Институт низких температур и структурных исследований ПАН, Вроцлав



дящей фазы, т.е. происходит подавление сверхпроводимости в определенных частях образца. При этом не наблюдается образования новой фазы, что было бы даже неожиданным при столь малой концентрации водорода. В этой связи мы полагаем, что эффект подавления водородом сверхпроводимости связан с нейтрализацией дырок при локализации водорода в медь-кислородной плоскост... Локализация водорода в этой плоскости в области медь-кислородной связи, прилегающей к P_6 – орбитали затруднена из-за близлежащих ионов меди и лантана. Естественно предположить, что таким местом является центр плоскости $Cu - O_2$, через который проходит линия P_π – орбиталей кислородов, находящихся в соседних $Cu - O$ цепях. Это указывает на то, что кислородные дырки в лантан-стронциевой керамике, повидимому, локализуются на P_π – орбиталях. Каждый протон в этой позиции имеет в своем ближайшем окружении октаэдр, в вершинах которого находятся два атома La, а в плоскости – 4 атома меди. Из измерений ЯМР, проведенных на частоте 60 МГц, на импульсном спектрометре СХР-100, установлено, что ширина линии ЯМР протонов в образце с максимальной концентрацией X =0,87 составляет 63 кГц, а время спин-решеточной релаксации ~ 2 сек. Оценка ширины линии, обусловленной дипольным взаимодействием протона с ближайшими ядрами La и Cu при занятии водородом позиции в центре плоскости, дает величину около 30 кГц, , сравнимую с Δ Нэкс. Найдено, также, что в случае занятия водородом рассмотренных позиций, состав получающихся образцов будет $H_{1,0}La_{1,8}Sr_{0,2}CuO_4$, что близко к максимальному составу, полученному в наших экспериментах по насыщению лантан-стронциевой керамики водородом.

C189 ВИРТУАЛЬНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА - ПРЕДПОСЫЛКА ВТСП

Б.Я.Сухаревский (Физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Для многих соединений ВТСП отмечается переход от металлической к полупроводниковой проводимости в нормальном состоянии при уменьшении концентрации носителей, что, по-видимому, связано с увеличением степени их локализации. Предположим, что это обусловлено не образованием кратных периодов структуры или возникновением волн зарядовой плотности (эти явления могут наблюдаться как вторичные), а реализацией состояния носителей заряда, промежуточного между локализованным на ионах переменной валентности и делокализованным. В этом случае ситуация на грани локализации - характерная особенность групп носителей заряда, определяющих ВТСП: в металлическом состоянии при оптимальной концентрации носителей имеет место некоторая степень их локализации, она обусловлена возможностью виртуальных состояний ионов с повышенной ("присоединение" дырки) или пониженной ("присоединение" электрона) валентностью и может быть измерена временем жизни этих состояний τ_p. Участвующие в виртуальных ассоциациях с ионами носители заряда могут обеспечить его транспорт при условии: $\tau_p \leq \tau_o = a/v_F$, где τ_o - время пробега носителем заряда расстояния M-X-M (например, Cu-O-Cu), равного периоду a, с фермиевской скоростью v_F.

Если $\tau_p > \tau_o$, то носители заряда образуют заполненную зону шириной $\Gamma_p = h/2\pi\tau_p$. Выбрав в качестве начала отсчета энергии дно зоны, получим $\Gamma_p = E_F$. Это равенство сохраняется при уменьшении τ_F вплоть до $\tau_p = \tau_o$.

Неравенству $\tau_p < \tau_o$ отвечает металлическое состояние. В этом случае имеются незанятые уровни над уровнем Ферми, так что $\Gamma_p > E_F$ и $h/2\pi E_F < \tau_p < \tau_o$.

Таким образом, предельная степень виртуальной локализации носителей заряда на ионах переменной валентности, при которой еще возможно движение носителей с фермиевской скоростью, определяется уравнением $h/2\pi E_F = \tau_p = \tau_o = a/v_F$ или $aE_F = hv_F/2\pi = \frac{\partial E}{\partial K}\Big|_{K=K_F}$.
Рассмотрим, что вытекает из этого условия для соединений ВТСП, приведенных в таблице.

Можно показать, что в общем случае уравнение $\tau_p = \tau_o$ удовлетворяется при K_F вдоль цепочки M-X-M - в направлениях типа <1,0,0>, - отвечающем неравенству $K_{F\langle 100\rangle} \leq 2/a$. Равенство здесь имеет место для квадратичного закона дисперсии. В пределе сильной связи

для закона дисперсии $E = E_0\left[\sin^2\left(\frac{aK_x}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{aK_y}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{aK_z}{2}\right)\right]$ и аналогичной формулы для $\vec{K} = (K_x, K_y, 0)$ в случае квазидвумерного движения носителей заряда, получаем $K_{F(100)} = \pi/2a$. Сопоставив содержание носителей n в объеме К-пространства, ограниченном поверхностью Ферми, с его значением, определенным через x в формулах соединений и объем V_0, приходящийся на формульную единицу, получим значения $x = x_{опт}$, при которых выполняется условие $\tau_p = \tau_0$. Они сведены в таблице.

Закон дисперсии	$E = h^2K^2/4\pi^2 m_{ef}$		$E = 2E_F\left[\sin^2\left(\frac{aK_x}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{aK_y}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{aK_z}{2}\right)\right]$		
Хим. формула	$n_{опт}V_0$	$x_{опт}$	$n_{опт}V_0$	$x_{опт}$	Эксперимент. значения $x_{опт}$
1. $La_{2-x}Sr_xCuO$	0.64	0.32	0.37	0.19	0.17
2. $YBa_2Cu_3O_{6,5+x}$	0.64	0.32	0.37	0.19	0.3 – 0.5
3. $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$	0.27	0.27	0.12	0.12	0.25
4. $Ba_{1-x}K_xBiO_3$	0.27	0.27	0.12	0.12	0.26

Вычисленные и экспериментальные значения оптимальных составов находятся в разумном соответствии.

Таким образом, максимальным значениям T_c отвечает условие $\tau_p = \tau_0$ – предельной степени виртуальной локализации носителей заряда на ионах переменной валентности. При $\tau_p < \tau_0$ ($n > n_{опт}$) должен в четче проявляться металлический характер проводимости в нормальном состоянии, но понижаться T_c. При $\tau_p > \tau_0$ ($n < n_{опт}$) должно усиливаться проявление локализации, что также приводит к понижению T_c. Это действительно имеет место для соединений ВТСП, что можно рассматривать как подтверждение гипотезы, сформулированной в заглавии данного сообщения.

Виртуальной локализации носителей зарядов на ионах, вероятно, отвечает сильное электрон-ионное взаимодействие. Эта концепция может быть использована при теоретическом исследовании природы ВТСП.

C189 СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УПОРЯДОЧЕННЫХ И РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ПО КИСЛОРОДУ ОБРАЗЦОВ $YBa_2Cu_3O_x$

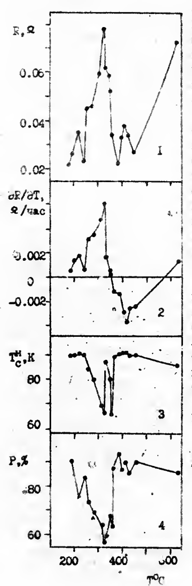
Б.Я.Сухаревский, Г.Е.Шаталова, С.И.Хохлова, П.Н.Михеенко, Е.О.Цыбульский, И.В.Жихарев, С.И.Харцев (ДФТИ АН УССР, Донецк)

Исследовалась серия образцов, прошедших термическую обработку в течение 5 часов при различных температурах в интервале 20-650°С. Исходное состояние характеризовалось одинаковым содержанием кислорода X=6.84, температурой сверхпроводящего перехода T_c=92К, объемом сверхпроводящей фазы и равной плотностью материала. Электросопротивление образцов измерялось в процессе нагрева, охлаждения, изотермической выдержки, а также через 12 часов после охлаждения до комнатной температуры.

На рисунках 1,2,3,4 приведены соответственно: температурная зависимость электросопротивления в конце изотермических выдержек; температурная зависимость средней скорости изменения электросопротивления в процессе изотермических выдержек $\partial R/\partial T$; температура начала сверхпроводящего перехода T_c^H и количество сверхпроводящей фазы Р после термической обработки.

Из сопоставления рисунков видно, что исследуемая область температур в основном разбивается на два участка: 1) 200-360°С, где в процессе выдержек растет сопротивление ($\partial R/\partial T > 0$), уменьшаются Р и T_c^H; 2) 360-450°С, где сопротивление в процессе выдержки уменьшается ($\partial R/\partial T < 0$), восстанавливаются Р и T_c^H. По литературным данным в этих областях происходит 1) потеря и 2) поглощение кислорода соответственно.

Однако, на обозначенных участках для каждой из экспериментальных зависимостей существует ряд аномалий, которые хорошо коррелируют с рентгеноструктурными данными (параметры решетки, объем элементарной ячейки) [1] и особенностями на температурной зависимости внутреннего трения [2]. Такой немонотонный характер поведения структурночувствительных характеристик может быть следствием чередования упорядоченных и разупорядоченных состояний. При изменении содержания кислорода в базисной плоскости изменяется соотношение между концентрациями кислорода и вакансий, что может привести к изменению характера упорядочения. Эти соображения позволяют интерпретировать совпадение минимумов электросопротивления и максимумов внутреннего трения как свидетельство упорядоченного



состояния кислорода и вакансий. Напротив, совпадающие положения максимумов электросопротивления и минимумов внутреннего трения отвечают разупорядоченному состоянию между соседними упорядоченными структурами.

Особый интерес представляет собой температура 330°С. При минимальном содержании сверхпроводящей фазы в этой единственной точке по магнитным измерениям наблюдаются одновременно два состояния: T_c=66К и T_c=88К. Причиной этого явления может служить сегрегация кислорода и вакансий с образованием кластеров или фаз с разными свойствами.

Сильное влияние отклонений в содержании кислорода на сверхпроводящие свойства в нашем эксперименте объясняется выбором исследуемого материала. Концентрация кислорода в образцах лишь незначительно превышала ту величину, до которой простирается область постоянства T_c.

1. Шаталова Г.Е., Сухаревский Б.Я., Жихарев И.В. и др. // Препринт ДФТИ-89-14, с.3-4.
2. Варюхин В.Н., Иванченко Ю.М., Резников А.В. и др. // Препринт ДФТИ-89-5, с.5-6.

CI90 АТОМНАЯ СТРУКТУРА ВТСП ТОНКИХ ПЛЕНОК В ПОЛЕВОМ ИОННОМ МИКРОСКОПЕ.

Таланцев Е.Ф., Ивченко В.А., Сыткин Н.Н.,
Пономарев А.В., Жданок О.М.
Институт электрофизики УрО АН СССР, г. Свердловск

Структура ВТСП тонкопленочных материалов впервые исследовалась в полевом ионном микроскопе с атомным разрешением. Синтез тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ проводился ионно-лучевым методом [1]. Температура фазового перехода сверхпроводник = нормальное состояние составляла Tc = 85 K.

Транспортные, токовые и магнитные свойства ВТСП материалов существенно зависят от атомной структуры сверхпроводников, поэтому в настоящей работе было проведено экспериментальное изучение реального строения тонких пленок в объеме на уровне отдельных атомов с помощью полевой ионной микроскопии.

В качестве образцов для исследования в полевом ионном микроскопе служат острия с предельно малым радиусом закругления вершины (порядка R=300 A). В данной работе образцы-острия изготавливались методом механического скола [2], который исключает химическое, электрохимическое или радиационное воздействие на объект исследования. Приготовление атомногладкой поверхности осуществлялн in situ путем полевого испарения поверхностных атомов сверхпроводника с наиболее выступающих мест вершины емиттера при криогенных температурах.

В результате впервые получены полевые ионные изображения тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и установлено, что атомночистая поверхность этих материалов на атомном уровне по структуре и строению

подобна поверхности керамических и монокристаллических сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. С другой стороны, регулярность полевых ионных изображений тонких пленок несколько понижена в сравнении с регулярностью полевых ионных изображений керамик и монокристаллов, что указывает на более низкую степень дальнего порядка в тонких пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в сравнении с монокристаллами и керамикой.

В процессе исследований проводился анализ кристаллической структуры в объеме тонкой пленки посредством управляемого полевого испарения поверхностных атомов при криогенных температурах. В результате анализа ионных изображений определена плотность дефектов в объеме кристаллической решетки. Оценка плотности дефектности структуры в тонкой пленке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (среднее расстояние между дефектами составляло 50-100 Å), определялась как отношение измеряемой площади поверхности планарных дефектов к объему анализируемой области образца. Удаление атомов с поверхности путем полевого испарения проводилось на глубину до 0.1 мкм. Средняя плотность дефектности в тонкой пленке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ достигала $2 \cdot 10^6$ см$^{-1}$. Необходимо отметить, что плотность дефектов в тонких пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ намного выше, чем в монокристаллических или керамических ВТСП.

В процессе изучения объемного строения тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ были обнаружены также и трехмерные дефекты: включения других фаз размерами порядка 200-300 А в матрице YBa Cu O .

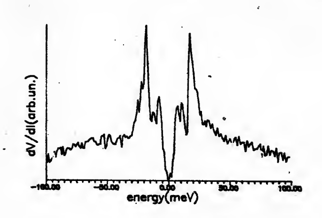
1. Игнатенко Ю.Г. и др. - Письма в ЖТФ, 1989, т.15, вып.19, стр. 18-21.

2. Таланцев Е.Ф. и др. - Письма в ЖТФ, 1989, т.15, вып.18, стр. 76-79.

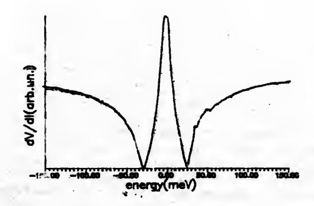
CI9I ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКОНТАКТОВ ИЗ СВЕЖИХ СКОЛОВ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$.

Н.А.Тулина, С.Н.Зайцев (Институт физики твердого тела АН СССР, Черноголовка)

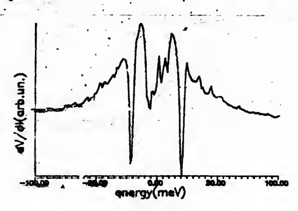
Непосредственно в гелии разламывались монокристаллы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$*. T_c монокристаллов было 80±5 К. К свежему сколу подводилась игла из Al ; изучались вольт-амперные характеристики и их производные на полученных таким образом микроконтактах. Большинство исследованных микроконтактов показывали металлический характер поведения: минимум в динамическом сопротивлении dV/dI при V =0 (рис.I). Интерпретация особенностей в ВАХ микроконтактов металлического типа из ВТСП неоднозначна, так как неясно находится ли микроконтакт в спектроскопическом режиме. ВАХ микроконтактов туннельного типа отчетливо демонстрируют ще-



* Авторы благодарят А.С.Нигматулина и С.Г.Карабашева (МИСиС) за предоставленные монокристаллы $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$.



левые особенности, характеристики выходят на постоянный уровень при больших энергиях, но в щелевой области энергий наблюдается значительное размытие, видимо, связанное с двумя факторами: во-первых, снижением длины свободного пробега электрона в приграничной области и эффектами близости нормального электрода. Ряд характеристик отражает влияние параллельно включенных переходов (рис.3).



C192 **РЕЛАКСАЦИЯ ЯДЕР ПАРАМАГНИТНЫХ ИОНОВ В ГРЯЗНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА**

Н.Г.Фазлеев (Казанский государственный университет, г.Казань)

Наряду с проведением интенсивных исследований фундаментальных свойств сверхпроводников с парамагнитными примесями с помощью техники ЭПР, в последнее время предпринимаются попытки по экспериментальному изучению магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в неупорядоченных сплавах и сверхпроводниках /1/, существенным отличием которого от ЭПР в разбавленных сплавах является его нечувствительность к эффекту электронного "узкого" горла /2/.

Настоящая работа посвящена исследованию продольной и поперечной релаксации ядер парамагнитных ионов в "грязных" сверхпроводниках второго рода и анализу условий, необходимых для наблюдения ЯМР. Рассчитанные с использованием метода температурных функций Грина и фейнмановской диаграммной техники выражения для скоростей ядерной спин-решеточной релаксации являются в общем случае сложными и анализируются в предельных случаях быстрой и медленной спин-решеточной релаксации локализованных моментов. Изучены температурные зависимости скоростей ядерной релаксации в неупорядоченных сверхпроводящих сплавах с учетом различных механизмов разрушения сверхпроводящих корреляций, а также и косвенных спин-спиновых взаимодействий между локализованными моментами. Показано, что в условиях быстрой спин-решеточной релаксации локализованных моментов в грязных сверхпроводниках II рода, имеет место уменьшение скорости релаксации ядер парамагнитных ионов при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние. Вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_C эффективность релаксационных процессов в системе ядер парамагнитных ионов увеличивается с понижением температуры и слабо зависит от величины статического магнитного поля /3/.

Исследовано влияние флуктуаций параметра порядка в неупоря-

доченных сверхпроводящих сплавах на спин-решеточную релаксацию ядер парамагнитных ионов при температурах несколько выше T_C . Показано, что в предельном случае быстрой (медленной) спиновой релаксации локализованных моментов, приближение к критическим параметрам сверхпроводящего перехода приводит к уменьшению (увеличению) эффективности ядерной спин-решеточной релаксации, обусловленной термодинамическими флуктуациями параметра порядка /4/. Обсуждаются экспериментальные результаты по ЯМР в грязных сверхпроводниках второго рода.

1. Follstaedt D., Narath A. // Phys. Rev. B.-1979. -19, N3.-P.1374-1390;
Narath A.// Phys.Rev.B.-1976.-13, N10.- P.3724-3737.
2. Фазлеев Н.Г.// ФНТ - 1980. - 6, N11.- С.1422-1434.
3. Fazleyev N.G.//Bull.Amer.Phys.Soc.-1983.-28,N2.-P.204.
Фазлеев Н.Г. // Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по ВТСП, Киев, 1989, Т.1, С.74.
4. Fazleyev N.G. // Hyperfine Interactions (in press);
Fazleyev N.G. //In: Abstracts of the VIII Intern.Conf. on Hyperfine Interactions. Prague,1989, B1-27.

С193 КРИТИЧЕСКИЙ ТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО КОНТАКТА С АБРИКОСОВСКИМИ ВИХРЯМИ

Фистуль М.В. (Московский институт стали и сплавов)

Рассматривается джозефсоновский контакт размером $L < \lambda_j$ в котором находятся N абрикосовских вихрей, оси которых расположены перпендикулярно плоскости контакта. Как показано в /1/ вихри могут искривляться и в области искривления сильно подавлять критический ток (из-за зависимости джозефсоновской фазы от координаты). Будем считать, что вихри распределены случайно в плоскости контакта. Тогда для среднего тока джозефсоновского контакта в магнитном поле H можно получить выражение аналогично /2/

$$\overline{I_c^2} = \int d^2\vec{\rho}_1 \int d^2\vec{\rho}_2 \, exp\left[i\alpha\left(\frac{x_1 - x_2}{L}\right) + n\int d^2\vec{\rho}_0 \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi'}{2\pi} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \left\{ exp\, i\left[\varphi(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0) - \varphi(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_0)\right] - 1 \right\}\right]$$

$$\sin\varphi = \frac{a\rho\sin\gamma}{\sqrt{\left(\rho^2 - \frac{a^2}{4}\right)^2 + a^2\rho^2\sin^2\gamma}}; \qquad \alpha = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \qquad (1)$$

где Φ - полный магнитный поток в контакте, a - размер "искривленного" вихря, n - концентрация вихрей.

Вычисляя интеграл в формуле (1), получим для среднего критического тока выражение

$$\overline{I_c^2} = \int d^2\vec{\rho}_1 \int d^2\vec{\rho}_2 \, f(|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|)\, exp\left[i\alpha(x_1 - x_2)/L\right], \quad (2)$$

где

$$f(x) = \begin{cases} (x/a)^{-\gamma} & x \gg a \\ 1 & x \ll a \end{cases} \qquad \gamma = \pi n a^2 \qquad (3)$$

Считая образец диском радиуса L приведем формулу (2) к виду

$$\overline{I_c^2} = I_0^2 = 8\pi L^4 \left(\frac{a}{L}\right)^{\gamma} \int_0^1 dt\sqrt{1-t^2} \int_0^{2t} x^{1-\gamma} J_0(\alpha x)\,dx \qquad (4)$$

Эта формула справедлива при $\gamma < 2$. При $\gamma > 2$ оптимальные $x \sim a$. Для $\gamma < 2$ в области малых магнитных полей ($\alpha \ll 1$) получим

$$I_c^2 = \frac{8\pi^{3/2}}{2-\gamma} \frac{\Gamma\left(\frac{3-\gamma}{2}\right)}{\Gamma(3-\gamma)} L^4 \left(\frac{a}{2L}\right)^{\gamma} \qquad (5)$$

В противоположном случае больших магнитных полей ($\alpha \gg 1$) получим

$$I_0^2 = 8\pi L^4 \left(\frac{a}{2L}\right)^{\gamma} \left\{ \frac{\gamma\pi\,\Gamma\left(1-\frac{\gamma}{2}\right)}{4\,\Gamma\left(1+\frac{\gamma}{2}\right)} \frac{1}{\alpha^{2-\gamma}} + \frac{1}{\alpha^3}\left[\frac{\Gamma\left(\frac{3-\gamma}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1+\gamma}{2}\right)\alpha^{-\gamma}} - \frac{\sin 2\alpha}{2}\right]\right. \qquad (6)$$

Первый член в формуле (6) описывает отклонение от "фраунгоферовой зависимости из-за флуктуаций джозефсоновской фазы в контакте. Это отклонение мало при малых γ и спадает с увеличением магнитного поля (в отличии от постоянного "пьедестала" возникающего из-за флуктуаций плотности критического тока). Формулы (4) и (5) хорошо описывают экспериментальные зависимости критического тока от магнитного поля, приведенные в /3/.

Аналогично /2/ найдена функция распределения критического тока $P \sim exp(-I_c^2/\overline{I_c^2})$ в области сильных магнитных полей ($\alpha \gg 1$). Видно, что имеются сильные флуктуации (порядка самой величины) критического тока от образца к образцу. Кроме того при высоких температурах, когда вихри могут перемещаться на зависимости критического тока от времени должны наблюдаться случайные осцилляции. В работе найден коррелятор таких флуктуаций.

1. Голубов А.А., Куприянов М.Ю. ЖЭТФ.1987.Т.92.С.1512
2. Фистуль М.В. ЖЭТФ.1989.Т.95.С.369
3. N.Uchida, K.Enpuku, Y.Matsugaki. J.Appl.Phys.1983. V.54. P.5287.

С194 КВАНТОВЫЙ РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ПОРОШКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

В.Г.Флейшер, Е.Лähдеранта*, Р.Лайхо*, Ю.П.Степанов
ЛФТИ им.А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград
* Вихури лаборатория Ун-та г.Турку, Финляндия

При охлаждении порошков ВТСП в поле (FC) наблюдалась нелинейная зависимость остаточной намагниченности M_{TRM} от величины намагничивающего поля H в области малых полей [1]. Эта нелинейность была объяснена квантовым размерным эффектом; в соответствии с которым невозможен захват магнитного потока Φ, пронизывающего образец при температурах T выше T_c, если $\Phi < \Phi_0$, где Φ_0 - квант потока.

Ниже приводятся результаты экспериментального доказательства существования пороговых полей захвата потока, величина которых определяется квантовым размерным эффектом. Измерения выполнены при 4,28 К с помощью СКВИД-магнетометра на 3-х порошкообразных образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с максимальными поперечными сечениями $S_p^{макс}$ частиц ~ 6; 18 и 55 мк^2, соответственно в образцах I,2 и 3. "Хвосты" распределений $N(S_p)$ для этих образцов показаны на вставке рисунка, на котором приведены также зависимости величины отношения M_{TRM}/H от поля H. Это отношение с точностью до множителя, зависящего только от числа частиц в образце и их геометрических размеров, характеризует вероятность W_k захвата магнитного потока, проходящего при $T > T_c$ через частицы образца, после выключения поля H. Как видно из рисунка в области малых полей $W_i \propto \lg(H/H_n^i)$ при $H > H_n^i$ и $W_i = 0$ при $H \leq H_n^i$ $(i = 1,2,3)$.

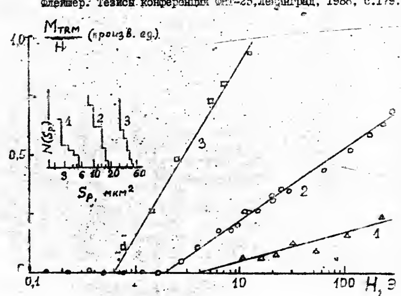
Здесь H_n^i - пороговое поле захвата потока, которое коррелирует с размером частиц в образце. Будем характеризовать квантовый размерный эффект отношением $\alpha_i = S_{pi}^{макс} \cdot H_n^i / \Phi_0 = S_{pi}^{макс}/S_{1q}$, где S_{1q} - площадь, соответствующая одному кванту потока в заданном поле H. Используя данные, приведенные на рисунке, получим $\alpha_1 = 0.9 \pm 0.3$, $\alpha_2 = 1.2 \pm 0.3$ и $\alpha_3 = 1.2 \pm 0.3$. Таким образом, несмотря на отличие $S_p^{макс}$ в пределах одного порядка, величины α_i остаются близкими к I ($\bar{\alpha} = 1.1 \pm 0.?$). Это означает, что порог захвата соответствует случаю, когда один квант потока при $T > T_c$ проходит через практически

весь объём частицы.

Сигналы диамагнитного экранирования (ZFC) и эффекта Мейснера (FC) в полях $H < H^L_{п}$ совпадают и соответствуют 100%-ому диамагнетизму.

В случае ZFC захват потока наблюдается лишь при $H > H_{c1} \sim 130$ Э $\gg H^L_{п}$. Высокая вероятность захвата магнитного потока при FC в слабых полях $H > H^L_{п}$, может быть объяснена наличием магнитного барьера у поверхности, что подтверждается корреляцией скорости крипа магнитного потока с размерами частиц. Деструкция поверхности при получении порошков с меньшими размерами частиц сопровождается увеличением скорости крипа остаточного потока. Так, если для образца 3 полностью обратимые изменения M_{TRM} наблюдаются в диапазоне температур 4,28К ÷ 75К (после охлаждения в поле 20Э), то для образца I только в диапазоне 4,28К÷ I5К. Обратимое уменьшение остаточной намагниченности при нагреве образца и её увеличение при охлаждении может быть объяснено температурной зависимостью диамагнитного отклика в локальном поле, созданном захваченными вихрями.

[1] Е.В.Блинов,П.П.Кулешов,М.Г.Семенченко,Ю.П.Степанов,В.Г. Флейшер. Тезисы конференции ФНТ-25,Ленинград, 1988, с.179.



CI95 **ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Ln_1Ba_2Cu_3O_y$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

В.В.Флорентьев, А.В.Инюшкин, А.Н.Талденков
Институт Атомной Энергии им.И.В.Курчатова, 123182 Москва

К настоящему моменту известно лишь несколько работ, посвященных исследованию теплопроводности монокристаллов ВТСП в основном при низких температурах [1-4]. Нами была измерена теплопроводность монокристаллов $Ln_1Ba_2Cu_3O_y$ в a-b плоскости в температурном диапазоне 8-250 К (рис.1) в магнитных полях до 34 кЭ. Теплопроводность наиболее качественных из имеющихся в нашем распоряжении образцов слабо зависит от температуры при $T>T_c$ и резко возрастает при $T<T_c$. Величина теплопроводности таких кристаллов в 8-10 раз превышает теплопроводность керамических образцов и неоднородных монокристаллов. По нашим оценкам электронный вклад в теплопроводность при $T>T_c$ составляет около 40%. Результаты качественно интерпретированы с использованием механизмов фонон-

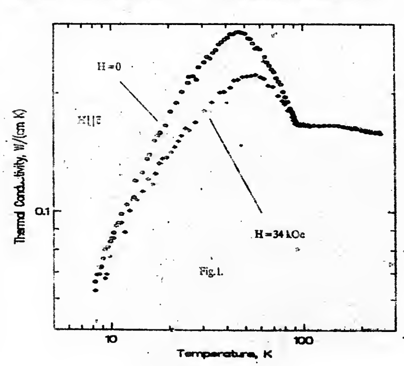
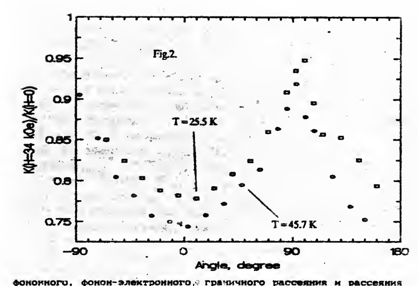


Fig.1.



фононного, фонон-электронного, граничного рассеяния и рассеяния на структурных дефектах.

Наблюдается также уменьшение теплопроводности в магнитном поле до 3 Т и сильная анизотропия полевой зависимости теплопроводности при направлении магнитного поля вдоль оси c и в плоскости a-b (рис.2). Этот результат объясняется рассеянием фононов на вихрях, причем анизотропия полевой зависимости обусловлена анизотропией длины когерентности ξ. Независимость теплопроводности от магнитного поля при низких температурах $T<15$ K, по видимому, вызвана уменьшением скорости рассеяния доминирующих длинноволновых ($\lambda_{ph}>\xi$) фононов на нормальных электронах, локализованных в корах вихрей.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Graebner *et al*, in *High-Temperature Superconductors*, ed. by M.B.Brodsky *et al*, 1987 MRS Fall Meeting Symposium Proceedings, v.99, p.745.

2. Da-Ming Zhu *et al*, *Phys. Rev.*, *1989*, *v.B40*, *N1*, *841-843*.

3. Ф.Г.Алиев *и др.*, *Препринт N 26 МГУ им.М.В. Ломоносова, Москва 1989*.

4. S.J.Hagen *et al*, *Phys. Rev. 1990*.

C196 КРИТИЧЕСКИЙ ТОК ПОКРЫТЫХ СЕРЕБРОМ ПРОВОДНИКОВ ИЗ $YBa_2Cu_3O_7$

Г.Фукс, А.Гладун, Р.Мюллер, М.Шуберт, К.Родиг (Центральный институт физики твердого тела и материаловедения, Дрезден)
И.Дубец, Н.Коппецкий (Международная лаборатория, Вроцлав)

Проводники из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ изготавливались по методу обжима порошка в трубке, в качестве покрытия использовалось серебро. Плотности критического тока достигали 2500 А/см^2 при температурах жидкого азота и в отсутствии внешних магнитных полей. В малых магнитных полях до 1 мТ и T = 77 K плотность критического тока имела область в виде плато, за которой следует резкий спад примерно на два порядка величины, что довольно точно соответствует зависимости H^{-1}, указывая на режим Джозефсоновской слабой связи. В полях между 200 мТ и 10 Т критический ток уменьшается медленнее при увеличении поля, обычно как $H^{-0,5}$. Эта особенность интерпретируется как режим остаточных перколяционных путей, ограничиваемых силами закрепления потока. Обсуждаются возможный источник сил закрепления и технологические аспекты.

C197 МОДУЛЯЦИЯ КОВАЛЕНТНОЙ СВЯЗИ И ИНТЕГРАЛА СВЕРХОБМЕНА НОСИТЕЛЯМИ ТОКА В МЕТАЛЛОКСИДАХ

Г.Г.Халиуллин (Казанский физико-технический институт АН СССР, Казань)

I. "Кислородная" модель ВТСП развивается в предположении, что носители тока имеют p_π-симметрию. Исследованы эффекты кулоновского взаимодействия проводящих p_π-дырок с локализованными состояниями $d-p_\sigma$-типа, образующими ковалентную химическую связь на плоскости CuO_2. Это взаимодействие локально подавляет ковалентную связь, что приводит к важным как для сверхпроводимости, так и для магнетизма следствиям: а) появляется экситонный вклад в притяжение дырок, связанный с флуктуациями ковалентного заряда, б) возникает нетрадиционный канал электрон-фононной связи, в) обменный интеграл между локализованными спинами меди становится динамической переменной, и спиновые флуктуации, определяющие, в частности, релаксацию ядерных спинов, оказываются связанными с зарядовой плотностью носителей. Эффективность экситонного механизма тесно связана с аномально большими значениями сверхобмена, которые указывают на близость локализованных $d-p_\sigma$-состояний к моттовскому переходу.

2. Гамильтониан модели

$$\mathcal{H} = \varepsilon_d n_d + \varepsilon_p n_{p_i} + t\,(d^+p_i + p_i^+d)(1-n_i) + \tilde{t}\,(d^+p_i + p_i^+d)\,n_i + t_\pi c_i^+c_j - (U_{\pi d}n_d + U_{\pi\sigma}n_{p_i})\,n_i + U_{\pi\pi}n_{i\uparrow}n_{i\downarrow} + U_{dd}n_{d\uparrow}n_{d\downarrow}, \quad (1)$$

где $n_i = c_i^+c_i$ -плотность p_π-дырок на i-том кислородном ионе, $c_i = p_{i\pi}$, $p_i = p_{i\sigma}$, а $d = d_1, d_2$ относятся к полузаполненным $d_{x^2-y^2}$-орбиталям в тройке $Cu_1 - O_i - Cu_2$. Величина $\tilde{t} = t' - U_{\pi,\sigma d}$, где t' - несколько уменьшенный за счет коллапса p-орбитали кислорода интеграл переноса в паре $Cu^{2+}-O^-$ (по сравнению с t в паре $Cu^{2+}-O^{2-}$), а $U_{\pi,\sigma d} = \langle|\psi_\pi(1)|^2 U_{12}\psi_\sigma^*(2)\psi_d(2)\rangle$-кулоновская гибридизация. Предполагается, что антисвязывающая $d-p_\sigma$-молекулярная орбиталь двукратно заполнена, а связывающее $d-p_\sigma$-состояние имеет локальный спин. Сумма по узлам подразумевается.

Основная идея, заложенная в модель (I) заключается в том, что движение носителя тока по p_{π} -орбиталям сопровождается локальной перестройкой ковалентной $d-p_{\sigma}$ -связи, так как в присутствии дырки интеграл переноса $\tilde{t} \ll t$, а энергия переноса, напротив, растет: $\tilde{\Delta} = \Delta + U_{\pi\sigma} - U_{\pi d} > \Delta$.

3. Рассчитаны фононный и экситонный (связанные с флуктуацией ковалентного заряда) вклады в потенциал притяжения между дырками. Показано, что модель (I) при разумных значениях входящих в нее параметров обеспечивает требуемые величины критической температуры перехода в СП состояние и изотоп-эффекта. Для интеграла сверхобменного взаимодействия между спинами меди получено $J_{c-Cu}^{(i)} = J_{AF} \cdot (1-\hat{n}_i) + J_F \cdot \hat{n}_i$, что приводит к стабилизации спин-жидкостного состояния. Дана качественная интерпретация различному характеру температурной зависимости релаксации спинов ядер меди и кислорода вблизи T_c. Предполагается, что в случае ядер меди релаксация определяется не корринговским механизмом, а комбинированным процессом, когда возбуждение медных спинов через малую псевдощель сопровождается также зарядовой флуктуацией носителей. Фактор когерентности при таком процессе аналогичен случаю затухания звука.

Основные результаты работы опубликованы в / I,2/.

I. Халиуллин Г.Г. // Письма в ЖЭТФ.- 1989.- 49 , вып. 10.- с. 573 - 576.

2. Халиуллин Г.Г. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника.- 1989.- 2 , вып. 7.- с. 49 - 54.

C198 СОСТОЯНИЯ МЕДИ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПРИ ДЫРОЧНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Е.В.Холопов (Институт неорганической химии СО АН СССР, Новосибирск)

Дисбаланс химических валентностей в расчете на формульную единицу является характерной отличительной особенностью всех современных высокотемпературных сверхпроводников. Будучи положенным в основу модельного описания, он позволяет увязать воедино структурные и электронные свойства данных соединений. В развиваемом нами подходе нарушение баланса валентностей, типичных для входящих ионов, служит естественной причиной возникновения проводимости подобных материалов, в частности объясняет дырочный характер проводимости, характерный для большинства из них. Кроме того, с обсуждаемым обстоятельством связано возникновение особого типа возбужденных состояний, при которых происходит локальное изменение валентности одного из ионов. В качестве таких ионов классически здесь выступают ионы меди.

В простейшем случае лантановых соединений нами исследованы связанные с этими дырочными возбуждениями флуктуационные изменения зарядовых и спиновых состояний меди, которые происходят не только в тех элементарных ячейках структуры, где присутствуют ионы примесного двухвалентного металла (бария или стронция), но и на прочих узлах. Для описания локализованных дырочных возбуждений используется холонное представление, которое в данном случае возникает совершенно естественным образом. При этом среднее состояние внешнего электрона в ионе двухвалентной меди описывается существенно вероятностным механизмом. В результате, предсказывается характер и величина изменения среднего зарядового состояния ионов меди.

Определяющее влияние холонные возбуждения оказывают на состояния спинового электронного момента ионов меди, обусловливая несохранение последнего. Исследование канала взаимодействия локализованных электронных спинов с холонами показывает, что характерное время термического усреднения спинового состояния иона меди по проекциям резко уменьшается с ростом концентрации примесного двухвалентного металла. Обсуждается влияние этого эффекта на антиферромагнитное поведение медной подсисте-

мы. В частности, предсказывается подавление характерной антиферромагнитной неустойчивости с повышением концентрации примесного металла. Что касается ЯМР-релаксации, рассмотренный эффект также способен объяснить экспериментально наблюдаемое аномальное поведение сигнала на меди.

Говоря о собственно механизме высокотемпературной сверхпроводимости, естественное предъявляемое к нему требование заключается в его универсальной применимости ко всем, по крайней мере известным на сегодня, высокотемпературным сверхпроводникам. Несмотря на столь жесткое условие, сложность внутреннего устройства данных объектов позволяет допускать возможность нескольких, одновременно существующих каналов сверхпроводящего спаривания носителей заряда в зоне проводимости. Ранее /I,2/ нами рассматривался характерный в подходе поляризационных дырочных возбуждений канал возникновения куперовского сверхпроводящего состояния в результате обмена локализованными бозонами вибронной природы, выпадающими из регулярного фононного спектра. В настоящей работе обсуждается канал непосредственного спаривания путем обмена локализованными дырочными возбуждениями и сопутствующими им спиновыми флуктуациями состояний ионов меди. Этот канал также является существенно нефононным. Малым параметром здесь вновь служит величина, определяющая вероятность состояния меди с аномальной валентностью. В результате, соответствующая формула для критической температуры сверхпроводящего перехода обладает характерными чертами приближения БКШ, хотя и содержит существенные модификации по сравнению с классическим выражением. Имея в виду указанное выше требование универсальности механизма, мы, не теряя общности, ограничились в настоящей работе рассмотрением простейшего модельного случая лантановых систем. Распространение подхода на более сложные структуры достигается в рамках предложенного нами ранее /3,4/ механизма конкуренции центров дырочных возбуждений. Электронный тип проводимости также легко охватывается.

I. Kholopov E.V.//Phys.Stat.Sol.(b).-1989.-155, № 2.-P.K131-K135.
2. Kholopov E.V.//Preprint IIC.-Novosibirsk, 1988.-№88-15.
3. Холопов Е.В.//ФТТ.-1988.-30, № I.-С.296-299.
4. Kholopov E.V.//Phys.Lett.A.-1988.-130, № 1.-P.47-51.

CI99 **Диссипативная проводимость сверхпроводников в магнитном поле ниже температуры перехода**

И.И.Худяков, Г.В.Шустер
(Донецкий госуниверситет, Донецк)

Известные расчеты вклада флуктуаций параметра порядка в диссипативную проводимость σ^{+} сверхпроводников в окрестности температуры перехода в отсутствии [I] и при наличии [2] внешнего магнитного поля H проведены для температур T выше температуры перехода T_c. Для полного описания поведения вещественной части низкочастотного импеданса в области частот $\omega < \Delta$ (Δ - ширина щели) необходимо расчитать вклад флуктуаций параметра порядка в $\sigma^{-}(t, H)$ при температуре $T < T_c(H)$.

В гауссовой области флуктуаций при $|t| = |T - T_c / T_c| \gg t_G$ неравновесный термодинамический потенциал $\delta\Omega$, как функционал флуктуирующих значений параметра порядка Ψ имеет вид:

$$\delta\Omega = \sum_{np>0} \Big\{ (\mathcal{E}_q + \alpha|t_H|)(\Psi^*_{np}\Psi_{np} + \Psi^*_{n-p}\Psi_{n-p}) + \alpha|t| \sum_{n_1} \exp(-x^2) L^{n-n_1}_{n_1}(x^2) x^{n-n_1} [(n-n_1)! \, 2^{n-n_1}]^{-1/2} (\Psi_{n-p}\Psi_{np} + \Psi^*_{n-p}\Psi_{np}) \Big\}, \tag{I}$$

$$\mathcal{E}_q = p_z^2/4m + eHn/mc, \quad |q\rangle = |n, p\rangle, \quad p = \{p_x, p_z\},$$

$$x^2 = cp_x^2/2eH, \quad H = (0, 0, H), \quad t_H = T - T_c(H)/T_c = t + \frac{eH}{2mc};$$

$L^{n-n_1}_{n_1}(x^2)$ - полином Лагерра ($n \geq n_1$), причем в силу выполнения неравенства $\varkappa \gg 1$ для сверхпроводников 2 рода индукции магнитного поля $B \approx H - (H_{c_2} - H)/2\varkappa^2 - 1 \approx H$. В сумме (I) по n_1 основной вклад дают диагональные $n = n_1$ слагаемые пропорциональные $\exp(-x^2)$ порядок недиагональных - $\exp(-x^2) x^{n-n_1} [(n-n_1)! \, 2^{n-n_1}]^{-1/2}$. Вычисленные с помощью (I) необходимые средние равны

$$\langle \Psi^*_{np} \Psi_{np} \rangle = T(\mathcal{E}_q + \alpha|t_H|) / [(\mathcal{E}_q + \alpha|t_H|)^2 - (\alpha|t|e^{-x^2})^2],$$

$$\langle \Psi_{n-p}\Psi_{np}\rangle = -T\alpha|t|e^{-x^2}/[(\varepsilon_q+\alpha|t_H|)^2-(\alpha|t|e^{-x^2})^2]. \quad (2)$$

Плотность тока j_x можно рассчитать используя методику [3]

$$\sigma^-(t,H) = \frac{2\gamma e^2 T}{m}\sum_{np>0}\left[(\varepsilon_q+\alpha|t_H|)^2-(\alpha|t|e^{-x^2})^2\right]^{-1} \quad (3)$$

В области полей $eH/mc < \alpha|t_H|$ оценивая сумму по n по формуле Пуасссна, получим

$$\sigma^-(t,H) \approx \sigma^-(t,0) - \frac{\gamma e^4 H^2 T}{32\pi m^{3/2}(\alpha t)^{3/2}}, \quad (4)$$

где $$\sigma^-(t,0) = 2^{1/2}\sigma^+(t,0) = \frac{2^{1/2}e^2\gamma T m^{1/2}}{\pi c(\alpha t)^{1/2}}.$$

В окрестности особенности определяющим является вклад слагаемого с $n=0$

$$\sigma^-(t,H) \approx \frac{\gamma e^3 T H T_c^2}{\pi^2 mc\alpha^2(T-T_c(H))^2} = \frac{2\gamma T mceH}{\pi^2(H-H_{c2}(T))^2}, \quad (5)$$

в зависимости от того какой параметр фиксируется. Последнее указывает на усиление особенности диссипативной проводимости в окрестность перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асламазов Л.Г., Ларкин А.И. //ФТТ. -1968,-10, вып.4. - с.1104-1111.
2. Шустер Г.З. //Письма в ЖЭТФ, -1989, -50, вып.2, -С.93-94.
3. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987, 520с.

C200 О диагностике вихревой структуры сверхпроводника методом детектирования магнитостатических волн.

С.Л.Царевский, (Казанский госуниверситет, Казань)

Известно, что изучение вихревой структуры сверхпроводников II рода представляет значительные экспериментальные трудности [1]. Наиболее часто используемый метод декорирования дисперсными ферромагнитными частицами [2] обладает тем недостатком, что с его помощью невозможно наблюдать изменения параметров вихревой решетки (ВР) сверхпроводника с изменением температуры, в частности температурную зависимость нарушения дальнего порядка ВР вследствие взаимодействия с центрами пиннинга [3].

В настоящей работе предложен метод диагностики вихревой структуры сверхпроводников II рода с $\varkappa \gg 1$ ($\varkappa$ - параметр Гинзбурга-Ландау), основанный на детектировании поверхностных магнитостатических волн в системе сверхпроводник-феррит. Известно, что в ферритовых пленках могут распространяться слабозатухающие магнитостатические волны (как обменные, так и безобменные спиновые волны - в зависимости от параметров пленки) - в широком интервале частот (10 - 100 ГГц) и температур (10 - 300 К). Если такую пленку напылить на поверхность сверхпроводника II рода и возбудить в ней магнитостатическую волну, то она будет взаимодействовать с ВР сверхпроводника и будет индуцировать в пленке однородные поверхностные токи в тех ее участках S_i , на которых выполняются условия синхронизма магнитостатической волны и двумерной вихревой структуры сверхпроводника. В работе показано, что напряженность электрического поля, возбуждаемой площадкой пленки S_i , равна:

$$E_i = \frac{S_i c Q}{V \omega} K h,$$

где c - скорость света, Q - добротность резонатора на частоте ω, h - амплитуда напряженности магнитного поля магнитостатической волны, V - объем резонатора, $K = 4{,}5 \cdot 10^{-2} \varkappa^{-2}$ [4]. Обычная сверхпроводящая пленка в магнитном поле H состоит из небольших блоков, на которых наблюдается упорядоченная двумерная ВР. Размеры блоков порядка нескольких десятков постоянной такой решетки a ($a \sim 10^3$ Å при $H \sim 10^3$ Э), причем

блоки расположены друг относительно друга хаотически [2]. Если линейный размер блока в среднем $\sim n\lambda$ (λ - длина магнитостатической волны), тогда на пленке площадью S будет $\sim S/(n\lambda)^2$ блоков. Число блоков $N_{эфф}$, которые могут принять участие в детектирование волны, равно $N_{эфф} \approx S/(\pi n^3 \lambda^2)$. При S =0,1см^2 n = 50, λ = 1,5 10^{-5}см $N_{эфф} \approx 10^3$. Каждый i -тый блок будет индуцировать в резонаторе электромагнитные колебания мощности P_i со своей фазой, определяемой случайным расположением блока на пленке. В этом случае мощность суммарного электрического поля в резонаторе будет равна:

$$P = N_{эфф} \cdot P_i = \frac{n S \lambda^2 c^2 Q^2 K^2 h^2}{2\pi V \omega}.$$

Полученные оценки показывают, что таким способом можно детектировать слабые магнитостатические волны $h \sim 0,1 \div 0,01$ Э. Поскольку условия синхронизма магнитостатической волны и двумерной решетки сверхпроводника определяются величиной H и носят резонансный характер, то ширина "резонанса" будет $\sim H/n$ т.е. предлагаемый метод может быть использован для изучения температурной зависимости сил пиннинга в сверхпроводниках II рода - , в том числе, - и в ВТСП.

1. Р.П.Хюбенер. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках М. "Машиностроение" 1984. С.90.
2. Л.Я.Винников, И.В.Григорьева// Письма в ЖЭТФ.- 1988, 47, вып. 2, С.88-90.
3. A.I.Larkin, Yu.N.Ovchinnikov//J.L.T.P.-1979.-34.p.409 -415.
4. С.Л.Царевский// ЖЭТФ.-1987. - 92, вып. 5, С.1903-1912.

C20I НАБЛЮДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМАХ С n-s ГРАНИЦЕЙ

Ю.Н.Цзян, О.Г.Шевченко (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

В работе [1] был измерен избыточный вклад в сопротивление электронов, падающих под малыми углами к n-s границе, от которой они отражаются обычным (неандреевским) способом. Абсолютная величина этого вклада прямо не связана с величиной сопротивления приграничного сверхпроводника в нормальном состоянии в отличие от избыточного вклада электронов вблизи n-s границы, обусловленного неравновесными эффектами и никогда не превышающего такое сопротивление. Выбором типа приграничного нормального металла и размеров приграничного сверхпроводника n-s вклад в сопротивление скользящих электронов может быть сделан преобладающим над сопротивлением приграничного сверхпроводника в нормальном состоянии [2], что и было реализовано в работе [1]. Как указано в [2], это свойство можно использовать для получения S-образной ВАХ n-s системы (граница + макроскопическая часть приграничной области). Такая попытка и была предпринята в данной работе. Идея эксперимента заключалась в использовании релаксационных процессов для реализации S-образной ВАХ и возбуждения автоколебаний в цепи, где образец с такой ВАХ поставлен в режим активного элемента. Схемы возбуждения с использованием элементов с ВАХ S- и N-типов принципиально отличаются как по построению, так и по режиму, что позволяет однозначно идентифицировать по наличию возбуждений в той или иной схеме характер ВАХ активного элемента (образца). В частности, в схеме с управлением активного элемента по току и с параллельно подключенными к нему индуктивностью и емкостью автоколебания принципиально возможны лишь при S-образности ВАХ элемента. Наоборот, в схеме с управлением по напряжению такие автоколебания принципиально могут быть возбуждены только при N-образной ВАХ элемента и последовательном с ним включении индуктивности. Примененная нами схема позволяет без изъятия ее из криостата ставить образец с n-s границей в любой режим управления и по факту наблюдения автоколебаний идентифицировать тип ВАХ n-s границы. Описанные условия являются необходимыми, но не достаточными для возбуждения автоколебаний. Анализ нелинейного дифференциального уравнения, описывающего электрические процессы в

системе, устанавливает еще и определенную иерархию времен релаксации этих процессов, которых в системе четыре. Частота наблюдаемых автоколебаний (время прохождения предельного цикла), как обычно, определяется суммой времен $\sum\tau_i$ [3].

Нами исследованы нелинейные свойства механических $n-s$ границ пар металлов In-Bi, Ta-(Sn + Pb), Ta-In на 50 контактах разного качества. Автоколебания в том или ином режиме управления током-напряжением с частотой $(\sum\tau_i)^{-1}$ ($10^3 \div 10^4$ Гц) наблюдались примерно в 80% случаев. Из них в режиме, обеспечивающем возбуждение колебаний с S-образной нелинейностью, автоколебания наблюдались примерно в 20 случаях из 30 контактов разного качества только для одной пары металлов In-Bi. Это дополнительно подтверждает полученный нами ранее для подобных контактов (см. [1]) вывод о возможности выделения избыточного сопротивления на $n-s$ границе, не связанного с величиной сопротивления приграничного сверхпроводника, и реализации в этих условиях нелинейной S-образной ВАХ. Анализ амплитуды колебаний, ее температурной зависимости, интервала токов, в пределах которого существуют колебания, дает полную информацию о величине и механизме нелинейности $n-s$ границы. В частности, измеренное значение $\alpha = \frac{U_\sim}{J_0} \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$ Ом ($U_\sim$-амплитуда колебаний на индуктивности, J_0 -постоянный ток смещения через $n-s$ границу в интервале токов, ограниченных циклом колебаний) соответствует статическим измерениям избыточного сопротивления $n-s$ границы для пары In-Bi методом, описанным в [1]. Заметим, что измерение нелинейной области статической ВАХ $n-s$ границы обычным методом практически невозможно, поскольку требует компенсации монотонной части сопротивления, в $10^3 \div 10^4$ раза большей α, в узком интервале токов порядка $10^{-3} J_0$ [1] (типичные значения J_0, соответствующие с точностью до 10^{-3} критическим токам каналов $n-s$ контактов исследованных пар металлов, колеблются в пределах $10^{-1} \div 5 \cdot 10^{-1}$ А для контактов с ВАХ S-типа и $5 \cdot 10^{-1} \div 1$ А для контактов с ВАХ N-типа).

В работе обсуждаются также механизм образования нелинейности N-типа в $s-s$ контактах и особенности возбуждения в этих условиях автоколебаний, амплитуда которых пропорциональна сопротивлению канала в резистивном состоянии.

1. Цзян Ю.Н., Шевченко О.Г.// ФНТ.-1988.-14, № 5.-С.543-547.
2. Кадигробов А.М.// ФНТ.-1988.-14, № 4.-С.427-430.
3. Кадигробов А.М., Цзян Ю.Н., Логвинов И.И.//ФТТ.-1986.-28, № 11.-С.3380-3388.

С202 ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРКОЛЯЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ВТСП-КЕРАМИК

Чабаненко В. В.
(Физико-технический институт АН УССР, Донецк)

Предложен новый метод исследования перколяционного состояния межзеренного кластера ВТСП-керамик. Он основан на возникновении в автодинном детекторе, работающем в режиме с малой амплитудой U_{rf} высокочастотных (10^5-10^7 Гц) колебаний, в области критического состояния сверхпроводника низкочастотных (НЧ)(~1 Гц) возбуждений. Температура T_f появления НЧ-возбуждений совпадает с температурой возникновения низкочастотных шумов [1] и связана с зарождением в слабосвязанной гранулированной структуре макроскопических метастабильных межзеренных состояний. Поведение напряжения обратной связи ΔU при возникновении сложного режима колебаний и электросопротивления на постоянном токе ρ как функции температуры для плотной (5,6 г/см^3) горячепрессованной иттриевой керамики показано на рис. 1. Исчезновение НЧ-возбуждений в максимуме поглощения R(T) связано с нарушением взаимодействия между скин-слоями вихрей из-за того, что их глубина проникновения по лабиринту межзеренных связей становится меньше полутолщины пластины. Температура T_f и ее полевая зависимость содержат информацию о сверхпроводящих свойствах межзеренных контактов. Пороговый характер возникновения НЧ-возбуждений позволяет ее измерять с точностью 0,05 К.

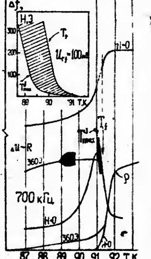


Рис. 1.

Проведенный комплекс экспериментальных исследований, включающий изучение поглощения R и НЧ-возбуждений, показывает его значительную информативность для получения детальной картины явлений, происходящих при СП-переходе. Исследовано воздействие магнитного поля H и остаточного эффективного поля H_{ef} на СП-свойства межзеренного кластера для керамик 1-2-3 на основе Y, Yb (рис. 2), висмутовой системы (рис. 3) для высокотемпературной (2-2-2-3) и низкотемпературной фаз (1-2-1-2). НЧ-возбуждения как метод позволяют разде-

лить вклады в R поглощения электромагнитного поля зернами и межзеренным кластером и построить H-T-диаграмму поглощения волны.

Экспериментальные зависимости $T_f(H)$ и $T_f(H_{magn})$ (H_{magn} - поле намагничивания) позволили определить остаточное эффективное магнитное поле H_{ef} и его зависимость от H_{magn}.

Как следует из результатов, эффективность $\eta = \frac{\Delta T}{\Delta H}$ ($\Delta T = T_f(0) - T_f(H)$) влияния магнитного поля на T_f отличается на два порядка в областях 0-50 Э и 200-500 Э. Такое поведение можно объяснить влиянием магнитного поля на критический ток джозефсоновских контактов, который уменьшается с ростом H. Увеличение поля приводит к разрыву джозефсоновских связей, имеющих относительно низкие значения критического тока ($\eta \sim 10^{-2}$ К/Э), и в поле $H \sim H_{c2}^J \approx 30-50$ Э значительная их часть уже не переносит сверхпроводящего тока. Малое значение эффективности $\eta \sim 10^{-4}$ К/Э в полях H>200 Э свидетельствует о том, что сверхпроводящий транспортный ток обеспечивается связями с высокими критическими параметрами, близкими к значениям, характерным для зерен. Таким образом, значения η характеризуют энергию межзеренных связей и могут служить мерой их совершенства.

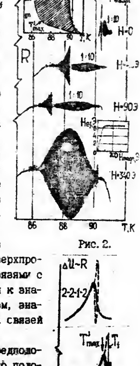


Рис. 2.

Рис. 3.

Изучение НЧ-возбуждений подтверждает предположение, высказанное в работе [2], о том, что положительная кривизна $H_{c2}(T)$ является следствием неоднородности керамики и наличия примеси, а не высокотемпературной сверхпроводимости.

1. Глянцев В.Н., Дмитренко И.М., В.В. Ворвенец, В.И. Шырков. ФНТ. - 1989. - 15, N9. - С.1001.
2. Лазарев Б.Г., Лазарева Л.С., Чупиков А.А., Тихоновский М.А., Медоидзе Т.Д. ФНТ. - 1989. - 15, N10. - С.1091.

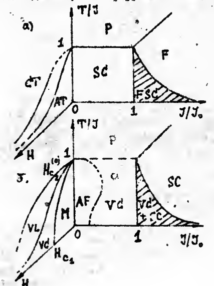
2203 СТЕКОЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ И КАЧЕСТВЕННАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СОЕДИНЕНИЙ "I-2-3"

В.А. Черенков (ВНТК "Стабилизация, ГКНТ, Москва)

Неравновесность фазового перехода, явления необратимости, вырождение основного состояния, по-видимому, являются основными характеристиками новых высокотемпературных сверхпроводников. Сегодня весьма остры дискуссии по поводу существования в ВТСП фаз спинового стекла, сверхпроводящего стекла, вихревого стекла и вихревой жидкости.

Тем не менее очевидно, что во фрустрированной XY- модели Изинга для джозефсоновских связей при введении критических флуктуаций в формализме Гинзбурга -Вильсона (GW) может быть введен множественный параметр порядка $Q_{\alpha\beta}$ типа Паризи для спиновых стекол /1,2/.

Обобщая результаты исследований и существующие на сегодня качественные диаграммы ВТСП "I-2-3", предлагаем качественную фазовую диаграмму для соединений "I-2-3" и $Ln_{2-x}M_xCuO_{4-S}$, см. рисунок. SG - спиновое стекло, VG - вихревое стекло, VL - вихревая жидкость, F - ферромагнетизм, AF - антиферромагнетизм, P- парамагнитная фаза, M - фаза Мейсснера- Оксенфельда. Предложенная фазовая диаграмма для высокотемпературных сверхпроводников типа "I-2-3" и $Ln_{2-x}M_xCuO_{4-S}$ включает линии необратимости Алмейди-Таулёсса и Габая- Тулузы.



1. Choi M.Y.//Phys.Rev.B.-1987.-35,N 13,P.7109-7112.

2. Черенков В.А.//ФНТ.-1988.-14,№2.-С.725-731.

C204 НЕРЕЗОНАНСНОЕ МИКРОВОЛНОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.А. Чере[illegible] (ВНИК "Стабилизация, ГКНТ, Москва)

Исследование нерезонансного ВЧ-поглощения в высокотемпературных сверхпроводниках начато практически с момента их открытия /1/. В ранних работах на керамиках и монокристаллах Y (Ho)-Ba-Cu-O в слабых магнитных полях $B \leq 1$ Кэ наблюдали модулированный спектр микроволнового поглощения. Позже Блази и Джеффирс /2/ на монокристаллах и керамике "1-2-3" получили линейчатый спектр ВЧ-поглощения. Результаты /2/ интерпретировались в теории единичных сверхпроводящих петель (ЕСП) со слабой связью Джозефсона /3/.

В задачу работы входит расчет спектров нерезонансного поглощения в микроволновой области в гранулированных сверхпроводниках в модели ЕСП, когда плоская джозефсоновская решетка XY-модель дефектна.

Основные уравнения имеют вид

$$\hat{H} = -\sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \cos(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij}) \qquad (1)$$

$$\sum_{\langle ij \rangle} A_{ij} = 2\pi/\Phi_0 \sum_{\langle ij \rangle} \int_i^j \bar{A}\, d\bar{l} = 2\pi f, \quad 0 \leq f < 1 \qquad (2)$$

где фрустрация $f = \sum_k (f_k + S_k)$, $0 \leq \{f, f_k, S_k\} < 1$, $f = m/n$, m и n – рациональные числа для бесконечной джозефсоновской решетки. f_k определяет фрустрацию за счет формирования петли сверхпроводящего тока J_n различными способами, S_k – за счет возможности разрыва сверхпроводящей петли в любом месте между сверхпроводящими зернами.

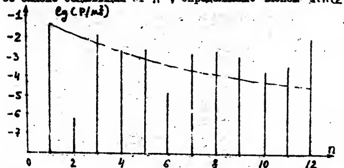
С учетом дефектности XY-решетки ЕСП спектр ВЧ-поглощения имеет вид

$$P(n, \omega) = \mu^2 a_n^2 \tilde{P}(f, S) \qquad (3)$$

где $\mu(t)$ – магнитный момент сверхпроводящей петли, a_n – коэффициенты Фурье в разложении $\mu(t)$, $\tilde{P}(f, S)$ – функция фрустрации.

На рисунке приведен спектр нерезонансного микроволнового поглощения СВЧ-мощности в керамических сверхпроводниках со слабой неоднородностью структуры $f = S = 1/3$. Амплитуда

огибающей пропорциональна $1/(2n+1)$, при этом наблюдаются ее слабые осцилляции от n, определяемые членом $\sin(2n+1)$.



перерезонансное микроволновое поглощение в гранулированных сверхпроводниках.

Слабая неоднородность приведет к уменьшению интенсивности гармоник спектра при сохранении его характера. С ухудшением однородности керамической сверхпроводниковой структуры спектр поглощения СВЧ - мощности должен, по-видимому, ограничиться сверху, то есть со стороны гармоник высших порядков, переходя в сплошной спектр со слабой линейной модуляцией.

Заметим, что проведенный расчет справедлив не только для ВТСП - структур, но и для гранулированных структур сверхпроводников второго рода, например, мелкозернистых порошков ниобия.

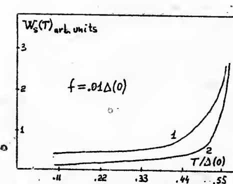
В заключение выражаю искреннюю благодарность Чумакову С.А. и Цыпину А.И. за интерес к работе и ряд ценных замечаний.

1. Stankowski J.//Phys.Rev.B.-1987.-36,N 4.-P.7116-7132.
2. Blazey K.W.,Portis A.M.//Physica C.-1988.-153-155.-P.56.
3. Гришин В.Е.,Черенков В.А.//ФТТ.-1990.-32,N-2.-С.100-104.

C205 КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДНИКОВ С АНИЗОТРОПНЫМ СПАРИВАНИЕМ: ПРИЛОЖЕНИЕ К ВТСП

С.Е.Шафранюк
(Институт металлофизики АН УССР)

Экспериментальные исследования металлооксидных сверхпроводников показывают необычное поведение ряда температурных характеристик, например, скорости релаксации ядерного спина, высокочастотного поверхностного сопротивления и т.д. по сравнению с обычными сверхпроводниками. В настоящее время не существует удовлетворительного объяснения совокупности указанных выше экспериментов с помощью новых необычных механизмов сверхпроводимости: биполяронов малого радиуса, резонансных валентных связей, механизмов спаривания через спиновые флуктуации и многих других. В этой работе рассматривается модель, которая, не привязывается к конкретному механизму спаривания и, по нашему мнению, способна объяснить перечисленные выше эксперименты. Мы предполагаем существование ненулевого орбитального момента ($\ell \neq 0$) или спина ($S \neq 0$) у сверхпроводящих пар с зарядом $+2e$. Туннельные вольт-амперные характеристики $I(V)$ и температурные зависимости для скорости релаксации ядерного спина $\alpha_s(T)$ и для вероятности поглощения энергии внешнего электромагнитного поля $W_s(T)$ в данной работе рассчитаны для случаев синглетного (или четного; $S=0$, $\ell=2$) и триплетного (или нечетного; $S=1$, $\ell=1$) анизотропного спаривания. Симметрия кристаллической решетки предполагалась орторомбической (как, например, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) с точечной группой D_{2h} . При анизотропном синглетном спаривании (d – волна) общие выражения для туннельной плотности состояний $N_s(\omega)$, а также для $\alpha_s(T)$ и $W_s(T)$ имеют стандартный вид /I/, но при этом содержат анизотропную энергетическую щель $\Delta_{\vec{p}}$, которая может зануляться в точках и вдоль линий на поверхности Ферми. Такой вид Δ_p обуславливает возникновение состояний "внутри щели" и вклад в $\alpha_s(T)$, $W_s(T)$ и $I(V)$ процессов, несущественных в изотропном случае. Иная ситуация возникает для триплетного спаривания. Из-за другой, более сложной структуры параметра порядка выражения для искомых величин отличаются другими факторами когерентности и возможность существования двух



ветвей квазичастичных возбуждений. Для примера на рис. приведены численно рассчитанные температурные зависимости поверхностного сопротивления на частоте $f = 0.01\,\Delta(0)$ для синглетного (кривая 1, $\Delta_p \infty \sin 2\varphi$) и триплетного (кривая 2; $\vec{d} = (0.2 + i0.3,\ 0.5 - i0.2,\ 0.7 + i\,0.1)$; $\vec{d}$ – векторный параметр порядка /1/) спариваний. Вычисленная зависимость $\alpha_s(T)$ при $\Delta_p \infty \sin 2\varphi$ хорошо совпадает с экспериментальной (см., например, /2/). Проведенное нами сравнение расчетных характеристик $I(V)$ и $W_s(T)$ с экспериментами, выполненными на монокристаллических образцах и более чем в одной работе также указывает на возможность анизотропного спаривания (по-видимому, d – волнового) в ВТСП.

1. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимость. – М.: Наука, 1970.
2. Hammel P.C., Takigawa M., Heftner R.H. et al. // Phys. Rev. Lett. - 1989. - 63, № 18. - P. 1992.

C206 ОБ ОДНОМЕРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ДВУХЗОННЫХ ПРОВОДНИКАХ

С.И.Шевченко (Физико-технический институт низких температур АН УССР, Харьков)

В последнее время достигнут существенный прогресс в изготовлении совершенных сверхрешеток, в которых чередуются слои с электронной и дырочной проводимостью (см., например,/I,2/). В /3,4/ обсуждался вопрос о возможности сверхпроводимости в таких системах, связанной со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок. Прогресс в эксперименте делает актуальным более тщательный анализ вопроса о сверхпроводимости в описанных структурах.

Ранее проблема изучалась в приближении самосогласованного поля. Имеется возможность выйти за рамки приближения самосогласованного поля, обратившись к случаю одномерных проводников. Хотя при отличных от нуля температурах в одномерных системах не может быть сверхпроводимости, но при T=0 поведение этих систем качественно подобно поведению трехмерных систем.

В работе рассмотрена структура, состоящая из двух параллельных одномерных нитей, расстояние между которыми порядка межатомного, причем в одной нити дно зоны проводимости лежит ниже вершины валентной зоны в другой. Предполагается, что концентрация носителей, перетекающих из одной нити в другую, высока, так что боровский радиус экситона, который мог бы образоваться из электрона и дырки в одночастичной случае, существенно превосходит среднее расстояние между носителями. Считая кинетическую энергию линейной функцией импульса и пренебрегая вначале членами взаимодействия, не сохраняющими число частиц в зоне, с помощью бозонного представления фермионных операторов удается диагонализовать гамильтониан, вычислить спектр элементарных возбуждений и найти различные корреляционные функции.

Наиболее интересные результаты получаются при наличии примесей в системе. Для релаксации тока существенным является рассеяние носителей назад, которое описывается добавочными членами в гамильтониане

$$\sum_{\alpha=1,2} \hat{H}_\alpha + э.с. = \sum_{\alpha=1,2} \int dx\, W_\alpha(x) \sum_{p\approx p_0} \hat{a}^{*}_{\alpha p} e^{-ipx} \sum_{k\approx -p_0} \hat{a}_{\alpha k} e^{ikx} + э.с.,$$

где $W_\alpha(x)$ – случайные потенциалы примесей в нитях I и 2. Сумма

по K описывает уничтожение носителей в левой точке Ферми, а сумма по p – его рождение в правой точке Ферми.

Так как скорость релаксации тока пропорциональна разности частот переходов носителей слева направо и справа налево, то изменение полного тока в нити I равно

$$\frac{dJ_1}{dt} = \frac{2v}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \left\langle \left[\hat{H}_1(0), \hat{H}_1(t) \right] \right\rangle,$$

Здесь v – скорость на поверхности Ферми, угловые скобки означают усреднение с равновесной матрицей плотности.

После громоздких вычислений, при которых используется бозонное представление для полевых операторов, удается показать, что $dJ_1/dt \sim T^{\nu-2}$, где $\nu = \nu_+ + \nu_-$

$$\nu_\pm = \left[(2\pi v - \gamma)/(2\pi v \pm 2\lambda + \gamma) \right]^{1/2}$$

Константы γ и λ характеризуют интенсивность внутризонного и межзонного взаимодействия. Отсюда следует, что при T=0 система будет сверхпроводящей (поток не рассеивается на примесях и $\frac{dJ_1}{dt}$ = =0) при условии, что $\nu - 2 > 0$. Легко видеть, что критерий сверхпроводимости ($\nu > 2$) не зависит от знака λ, но зависит от знака γ. Независимость от знака λ означает, что в одномерной системе не происходит спаривания электронов с дырками в импульсном пространстве и является аргументом в пользу того, что и в системах более высокой размерности спаривание электронов с дырками в импульсном пространстве не имеет места.

Однако сверхпроводимость возможна за счет спаривания носителей одной зоны. Другая зона выступает в качестве среды, которую один носитель первой зоны поляризует, а другой носитель той же зоны взаимодействует с этой поляризацией.

Рассмотрен также вопрос о локализации носителей примесями и показано, что при T=0 локализация происходит как фазовый переход Березинского–Костерлица–Таулесса. Электроны остаются делокализованы при $\nu > 3$. При этом применимы приведенные выше результаты. При $\nu < 3$ электроны локализованы и сопротивление $\rho \sim \exp(\Delta/T)$.

Установлено, что межзонные переходы могут фиксировать электронный сверхток относительно дырочного сверхтока, не препятствуя протеканию каждого из них.

1. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки.–М.:Мир,1989.
2. Силин В.П. УФН. 1985. Т. 47. С. 485.
3. Лозовик Ю.Е., Юдсон В.И. ЖЭТФ. 1976. Т.71. С. 738.
4. Шевченко С.И. ФНТ. 1976. Т. 2. С. 505.

C207 Поверхностный импеданс сверхпроводника в смешанном состоянии при отсутствии пиннинга

Г.В.Шустер
(Донецкий госуниверситет, Донецк)

В работе приведены результаты расчета низкочастотного (частота ω меньше ширины щели Δ) поверхностного импеданса $\zeta(\omega, H, T)$ сверхпроводника в смешанном состоянии при условии, когда можно пренебречь пиннингом вихрей. С величиной ζ простыми соотношениями связаны как полный импеданс $\tilde{Z}$, так и магнитная восприимчивость образца α [I]. Для нахождения поверхностного импеданса необходимо решить совместно уравнение Максвелла для магнитного поля

$$rot\, rot\, H = -\frac{1}{\delta^2}H + \frac{\varphi_0}{\delta^2}\sum_i \int dS_i\, \delta(R - R_i) - \frac{4\pi\sigma}{c^2}\frac{\partial H}{\partial t} \qquad (I)$$

и уравнения для $R_i(R\, t)$, описывающее динамику вихря.

В уравнении (I) δ^{-1} - лондоновская глубина проникновения магнитного поля, σ - диссипативная проводимость, $R_i = R_i^0 + U_i$ - радиус вектор $i^{го}$ вихря, $dS_i = (n + \frac{\partial U_i}{\partial z})\, dz_i$, ось z направлена по нормали к поверхности, $H = (h, O, H_0)$, где усредненное магнитное поле $\langle H_0 \rangle = B = n\varphi_0$.

Для описания динамики вихрей воспользуемся уравнением релаксационного типа:

$$\eta\frac{\partial U_i}{\partial t} = -\frac{\delta\Omega}{\delta U_i} \qquad (2)$$

здесь η - коэффициент вязкости и термодинамический потенциал Ω как функционал поля деформации решетки вихрей приведен, например, в обзоре [2]. Для $U_x(z\, t)$ уравнение (2) запишется:

$$\eta\frac{\partial U_x}{\partial t} = (C_{66} + C_{44})\frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} - \frac{B_0}{4\pi}\frac{\partial h_x}{\partial z} \qquad (3)$$

В полях $H_{c1} \ll H < H_{c2}$ можно пренебречь C_{66} по сравнению с $C_{44} \simeq \frac{BH_0}{4\pi}$ и для коэффициента вязкости воспользоваться выражением $\eta = 6\alpha\sigma B H_{c2} c^{-2}$

В линейном по U приближении ищем решение в виде $h, U \sim exp(ikz - i\omega t)$. В результате получим дисперсионное уравнение

$$K^2 = i\,\delta_n^{-2}\left(1+6\alpha\frac{H_{c2}}{H_0}\right)\left[1+\sqrt{1-\frac{24\alpha\frac{H_{c2}}{H_0}\left(1-\frac{\delta_n^2}{\delta^2}\right)}{\left(1+6\alpha\frac{H_{c2}}{H_0}\right)^2}}\,\right] \qquad (4)$$

где скиновая глубина проникновения в нормальный металл $\delta_n = \frac{c}{(2\pi\sigma\omega)^{1/2}}$

Поверхностный импеданс $\zeta = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\omega}{K}$ при $\frac{6\alpha H_{c2}}{H_0} > 1$

$$\zeta = (1-i)\frac{(2\pi\omega)^{1/2}}{c\,(3\alpha\sigma)^{1/2}\left[1+\sqrt{\frac{2}{3\alpha}\frac{H_0}{H_{c2}}\left(\frac{\delta_n^2}{\delta^2}-1\right)}\,\right]}\left(\frac{H_0}{H_{c2}}\right)^{1/2} \qquad (5)$$

здесь лондоновская глубина проникновения зависит от температуры и от магнитного поля. По ГЛ $\delta^{-2} \sim H_{c2}(T) - H \sim T_{c2}(H) - T$

Видимо, в ВТСП, в магнитном поле большем поля проникновения гипервихрей, динамика последних так же может быть описана уравнением (2) и с точностью до численных коэффициентов зависимость $K(\omega H T)$ также описывается соотношением (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц //Электродинамика сплошных сред. М. Наука. 1982. 622с.
2. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин // УФН 1975, 116 (3) 413.

C208

ДИАМАГНИТНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ И ЭФФЕКТ МЕЙССНЕРА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.С.Щербаков, В.Е.Старцев, Э.Г.Валиулин
Институт физики металлов УрО АН СССР, г.Свердловск

Сообщаются результаты исследования температурных и временных зависимостей намагниченности (M) поликристаллических ($REBa_2Cu_3O_7$, где RE=Y,Eu; Bi-Sr-Ca-Cu-O; Tl-Ba-Ca-Cu-O) и монокристаллического $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ соединений. Измерения проводились в двух режимах: диамагнитного экранирования (ДЭ) и эффекта Мейсснера (ЭМ). Намагниченность измерялась струнным магнитометром с использованием сверхпроводящего соленоида в качестве источника магнитного поля в диапазоне полей $0.1 \le H \le 3.5$ Тл. Особенностью методики, существенной для изучения временных зависимостей, является долговременная аппаратурная стабильность и высокая степень стационарности по T и H. Данные приводятся в безразмерных единицах (M/H), в которых идеальному диамагнетизму соответствует значение $-1/4\pi$.

На рис.1 представлена температурная зависимость ДЭ для монокристаллического $YBa_2Cu_3O_{6.9}$, типичная для ДЭ в ВТСП. Временная

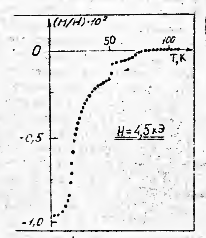


Рис.1

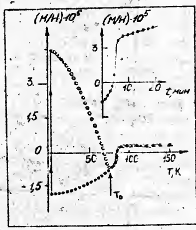


Рис.2.

зависимость (M/H) в режиме ДЭ, так же как в [1] имеет логарифмический вид и величина (M/H) при T=4.2K убывает на 25% в течение 4 часов измерений.

Новое явление обнаружено в режиме ЭМ. Намагниченность изменяет знак с течением времени при неизменных внешних условиях. При этом дифференциальная $\chi \equiv \partial M/\partial H$ в состоянии с M > 0 отрицательна. Временная зависимость (M/H) при T = 4.2K для монокристаллического $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ изображена на вставке к рис.2.

Результаты исследования полного цикла "охлаждение-выдержка в течение 20 мин при T=4.2K-нагрев" в поле H = 1Тл для $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ представлены на рис.2. Видно, что существует температура $T_o < T_c$, ниже которой обычное смешанное состояние с M<0, χ<0 метастабильно и достаточно быстро эволюционирует к новому метастабильному смешанному состоянию с M>0, χ<0 (M_+-состояние [2]). Такое поведение намагниченности в режиме ЭМ демонстрируют все исследованные нами ВТСП. На рис.3 представлены зависимости $T_o(H)$ (1-$YBa_2Cu_3O_{6.9}$ монокристалл; 2-$YBa_2Cu_3O_{6.95}$ керамика; 3-$EuBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ керамика; 4-Tl-Ba-Ca-Cu-O керамика; 5-Bi-Sr-Ca-Cu-O получен из расплава). Видно, что величина T_o монотонно убывает с ростом H в исследованном диапазоне полей.

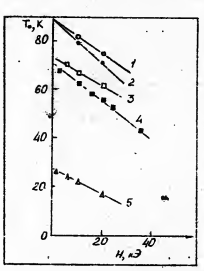


Рис.3

Показано, что новое смешанное состояние не связано с замораживанием потока. Обсуждается природа M_+-состояния; предполагается, что важную роль в его формировании могут играть двойниковые границы или иные причины, приводящие к неоднокомпонентности сверхпроводящего параметра порядка.

1. Muller K.A. et al.,//Phys.Rev.Lett.-1987.-58.-p.1143-1146
2. Валиулин Э.Г., Дружинин А.А., Старцев В.Е., Щербаков А.С. //Письма в ЖЭТФ.-1989.-49.-вып.12.-С.664-668

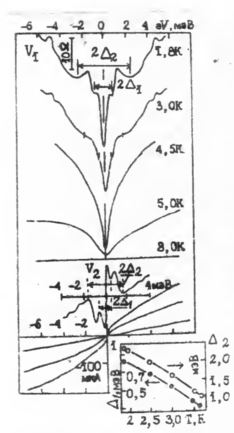
С209 ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЩЕЛЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВЕРХРЕШЕТОК PbTe-PbS/KCL С ПОМОЩЬЮ МИКРОКОНТАКТОВ

И.К. Янсон, Н.Л. Бобров, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун (ФТИНТ АН УССР, Харьков), О.А. Миронов, С.В. Чистяков (ИРЭ АН УССР, Харьков) А.И. Федоренко, А.Ю. Сипатов, В.В. Зорченко (ХПИ им. В.И. Ленина)

В связи с открытием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) со слоистой структурой, заметно возрос интерес к свойствам сверхпроводящих (СП) сверхрешеток (СР), изучение которых может оказаться исключительно важным для понимания физики ВТСП. В работах /1-4/ проведено комплексное исследование свойств СР PbTe-PbS с упорядоченной сеткой дислокаций несоответствия (ДН).

Было показано, что СР халькогенидов свинца являются близкими структурными аналогами ВТСП /1/. Сетки чисто краевых ДН, возникающие на границах раздела полупроводниковых слоев, моделируют двумерные плоскости CuO_2 в структуре ВТСП. Показано, что СП индуцируется дислокационными сетками, и СР из халькогенидов свинца обладают резко анизотропными свойствами, которые зависят от силы связи между СП слоями. Исследовались два типа СР: 1-СР со слабой (джозефсоновской) связью между слоями с T_c - 4 К и 2-СР с сильной связью и T_c - 5,5 К. Из анализа температурных и угловых зависимостей верхних критических полей впервые сделан вывод о квазидвумерной природе СП в образцах 1-типа и анизотропной трехмерной СП в образцах 2-типа, а также указано на локализацию параметра порядка на сетке ДН при низких температурах. Исследование флуктуационной СП показало /4/, что при понижении температуры, начиная с $T = 2T_c$, в СР возникает нульмерные СП флуктуации переходящие в дву-и трехмерные по мере распространения СП с сеток ДН в объем СР.

Микроконтактные (МК) исследования позволили выявить существенное различие в поведении температурных зависимостей энергетической щели Δ для СР 1-го и 2-го типа. В СР 1-го типа, для МК образованного вблизи гетерограницы со стороны PbTe, наблюдались немонотонные температурные зависимости Δ как при температурах ниже критической $T < T_c$, так и во флуктуационной области $T > T_c$, причем щелеподобные особенности появляются одновременно с нульмерными СП флуктуациями /3/. Особенности поведения Δ(T) при $T < T_c$ определяются



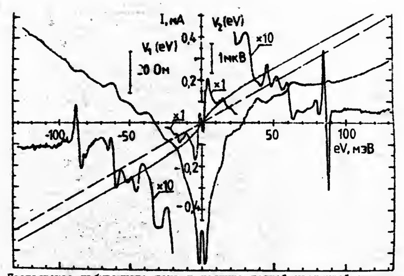
немонотонным ходом поперечной длины когерентности $\xi_\perp(T)$. В СР 2-го типа для МК, расположенного на гетерогранице, наблюдается не одна, а две щелевых особенности (см. рис.). По-видимому, меньшая щель наведена в PbS, а большая в PbTe. Значения щелей при T=1,6 К равны Δ_1=0,8 мэВ, Δ_2=2,4мэВ а их отношение $2\Delta/kT_c$ составило 3,5 и 10,5 соответственно. Величины щелей определялись по минимумам первой $dV/dI \sim V_1(eV)$ и второй $d^2V/dI^2 \sim V_2(eV)$ производных вольтамперных характеристик (ВАХ) МК, исходя из условия сшивки зависимостей щелей в области низких и высоких температур. Вследствие размытия производных ВАХ проследить за температурной зависимостью Δ_1 и Δ_2 выше T=3,7 К не удается. При T >T>4 К наблюдается бесщелевая СП как, например, в /2/, в присутствии магнитного поля. Температурные зависимости Δ_1 и Δ_2 (см. вставку к рис.) отличаются более быстрым, чем БКШ-зависимость убыванием щелей с ростом T, что, вероятно, связано с неоднородным распределением параметра порядка по объему СР и влиянием эффекта близости на Δ по мере роста $\xi_\perp(T)$.

1. Миронов О.А. и др. //Письма в ЖЭТФ. -1988. -48, вып. 2. -С. 100-103
2. Янсон И.К. и др. //Письма в ЖЭТФ. -1989. -49, вып. 5. -С. 293-296
3. Миронов О.А. и др. //Письма в ЖЭТФ -1989. -50, вып. 6. -С. 300-303
4. Миронов О.А. и др. //Тез. докл. 3-го Всесоюзного симпозиума "Неоднородные электронные состояния". -Новосибирск. -1989. -С. 98-99

C2IO СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХРЕШЕТОК PbTe-PbS/KCL

И.К.Янсон, Н.Л.Бобров, Л.Ф.Рыбальченко, В.В.Фисун (ФТИНТ АН УССР, Харьков), О.А. Миронов, С.В. Чистяков (ИРЭ АН УССР, Харьков)
А.И.Федоренко, А.Ю. Сипатов, В.В. Зорченко (ХПИ им. В.И. Ленина)

В работах /1-3/ была обнаружена и исследована сверхпроводимость (СП) полупроводниковых сверхрешеток (СР) PbTe-PbS/KCL и были высказаны доводы в пользу того, что данные СР можно рассматривать как структурный аналог высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Вопрос о существенности электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), как единственного механизма,ответственного за высокие критические температуры у ВТСП, в настоящее время является открытым,поэтому представляет интерес исследовать спектры ЭФВ в таком модельном объекте. Можно предположить,что этот спектр не будет представлять суперпозицию спектров ЭФВ в PbTe и PbS. Большую роль в формировании спектра должны играть межфазные границы, на которых расположена квадратная сетка дислокаций несоответотвия с периодом 52 А Деформационный потенциал дислокаций несоответствия простирается вглубь каждого слоя на расстояние, порядка периода дислокационной структуры,а сами дислокации выстроены друг над другом, образуя трехмерную сверхрешетку. Такую СР можно рассматривать, как некий идеальный кристалл со своими квазичастичными возбуждениями. Здесь представлены результаты исследований трехслойной (PbS-PbTe-PbS с толщинами слоев 170Å-180Å-170Å и числом периодов N=1,5) СР, являющейся минимальной структурной единицей, проявляющей СП свойства. Для данной СР T_c= 3,9K, Δ = 2,7мэВ /2/. На рис. показаны вольт-амперная характеристика (ВАХ) и ее производные для микроконтакта (МК), полученного между СР и медным электродом, ориентированным перпендикулярно слоям. Дифференциальное сопротивление МК при $eV \gg \Delta$ $R_D(V)$= 255 Ом, диаметр контакта 300Å. Все измерения выполнены при T=1,7K в нулевом магнитном поле. Наблюдаемые на второй производной ВАХ V_2(eV) максимумы соответствуют ван-Ховским особенностям для функции плотности фононных состояний F(ω) (механизм проявления таких особенностей на МК спектрах обсуждается в /4-5/). Фононные максимумы на V_2(eV) расположены при энергиях 4.5, 10, 15.3, 30, 45.7, 52, 58.7, 65, 79 и 88 мэВ.



Постоянство избыточного тока и наличие четкой граничной частоты спектра 90 мэВ указывает на отсутствие заметных разогревных эффектов в МК, что делает маловероятным появление паразитных пиков на спектре, обусловленных разрушением сверхпроводимости и маскирующих истинные фононные особенности. Отметим, что спектр ЭФВ, аналогичный приведенному, был получен для СР с таким же периодом 350 Å, но с N=10, причем энергетическое положение особенностей в его спектре оказалось неизменным в широкой области температур.

1. Миронов О.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1988. - 48, вып.2. - С.100-103.
2. Янсон И.К. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1989. - 49, вып.5. - С.293-296.
3. Миронов О.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1989. - 50, вып.6. - С.300-303.
4. Янсон И.К. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1987. - 45, вып.9. - С.435-428.
5. Янсон И.К. и др. // ФНТ. - 1987. - 13. N 5. - С.557-560

СЕКЦИЯ С
АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

XXVI ВСЕСОЮЗНОЕ СОВЕЩАНИЕ
ПО ФИЗИКЕ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Секция: Сверхпроводимость

Отдел научно-технической информации
ДонФТИ АН УССР

Ответственный за выпуск М.А.Белоголовский

Подписано к печати 19.04.90. БП № 03124.
Формат 60х84/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл.печ. л. 26,3. Уч.-изд. л. 25,0.
Тираж 800 экз. Заказ . Цена 2 руб.

Донецкий физико-технический институт АН УССР.
340114, Донецк-114, ул.Р.Люксембург, 72.

